N° d'ordre

409

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Raymond SELTZ

1ère THÈSE : Étude des réactions (t,α) sur ^{7}Li, ^{10}B, ^{12}C et ^{16}O à des énergies incidentes allant de 1 à 3,5 MeV

2ème THÈSE : Propositions données par la Faculté

Soutenues le 26 Mai 1967 devant la Commission d'examen :

M. S. GORODETZKY	*Président*
M. P. CUER *Mme D. MAGNAC-VALETTE* *M. G. MONSONEGO*	*Examinateurs*
M. R. CHASTEL	*Membre invité*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552704_0012

N° d'ordre

409

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Raymond SELTZ

1ère THÈSE : Étude des réactions (t,α) sur ^{7}Li, ^{10}B, ^{12}C et ^{16}O à des énergies incidentes allant de 1 à 3,5 MeV

2ème THÈSE : Propositions données par la Faculté

Soutenues le 26 Mai 1967 devant la Commission d'examen :

M. S. GORODETZKY	*Président*
M. P. CUER *Mme D. MAGNAC-VALETTE* *M. G. MONSONEGO*	*Examinateurs*
M. R. CHASTEL	*Membre invité*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

U N I V E R S I T E DE S T R A S B O U R G

FACULTE DES SCIENCES

Doyen : Professeur J.H. VIVIEN

Doyens Honoraires : A. DANJON, A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, G. MILLOT.

Professeurs Honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, A. DANJON, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, H.GAULT, Mlle S.GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITHIER, A. LICHNEROWICZ, L. NEEL, Ch. SADRON, E. TERROINE, R. THIRY, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF, J. YVON.

Maître de Conférences Honoraires : R. WEIL

Professeurs :

H.J. MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A. ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie
H. FORESTIER	T.	Chimie générale des fonctions
J. ROTHE	T.	Physique du Globe
P. LACROUTE	T.	Astronomie
J.H. VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A. MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S. GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique nucléaire
L. SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J. BYE	T.	Chimie Physique
R. LOMBARD	T.	Chimie organique
Mlle M. PEREY	T.	Chimie nucléaire
S. GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	T.	Biologie Générale
H. BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P. CUER	T.	Physique générale et Physique corpusculaire
G. MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H. SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R. ROHMER	T.	Chimie minérale
Mlle A. GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S. NIKITINE	T.	Physique générale
F. STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B. WURTZ	T.T.P.	Chimie biologique
J. BRENET	T.	Electrochimie
G. OURISSON	T.T.P.	Chimie
A. COCHE	T.T.P.	Physique nucléaire
R. CERF	T.	Physique générale
J. FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P. TAGLANG	T.	Physique
J.P. LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A. DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B. DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R. ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A. ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L. HIRTH	T.	Microbiologie
A. SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J. COGNE	T.T.P.	Géologie

A. GALLMANN	T.T.P. Physique
P. MIALHE	T.T.P. Physiologie animale
J.P. EBEL	T. Chimie biologique
J. PARROD	T.T.P. Chimie
R. WEY	T.T.P. Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P. Physique
M. DAUNE	P.S.C. Physique
J.P. ADLOFF	T.T.P. Chimie nucléaire
D. BERNARD	T.T.P. Méthodes mathématiques de la physique
M. ZISMAN	T.T.P. Mathématiques
E. DANIEL	T. Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	P.S.C. Physique
J. GREMILLARD	T.T.P. Mathématiques
P. CARTIER	T. Mathématiques M.P.C.
G. REEB	T. Topologie
F. NORGUET	T. Analyse supérieure
R. CHAUVIN	T. Psychophysiologie
J. WUCHER	P.S.C. Physique
Mme M. BRINI	P.S.C. Chimie
G. PERNY	P.S.C. Physique
R. BARO	P.S.C. Physique
H. DURANTON	P.S.C. Botanique
R. WEISS	T.T.P. Chimie
P. FEDERLIN	T.T.P. Chimie
J. LERAY	P.S.C. Physique
J.P. SCHWING	P.S.C. Chimie
M. SIESKIND	P.S.C. Physique
G. MONSONEGO	P.S.C. Physique mathématique
P. GABRIEL	T.T.P. Mathématiques
C. WIPPLER	T. Physicochimie des Haut Polymères Industrie
P.A. MEYER	T.T.P. Mathématiques
G. WEILL	P.S.C. Physique
J.M. BLOCH	T. Chimie
A. CLAUSS	P.S.C. Chimie
R. OMNES	P.S.C. Physique théorique
E. FOLLENIUS	P.S.C. Zoologie
J. LUCAS	P.S.C. Géologie

Professeurs associés :

S.R. DE GROOT	Physique nucléaire
K. VESELY	Physicochimie macromoléculaire

Maîtres de Conférences :

H. DANAN	Physique
Mme WINTER Chr.....	Physique
J.P. EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X. FERNIQUE	Mathématiques
J. STREITH	Chimie
J. WEIL	Chimie biologique
F. GAUTIER	Physique propédeutique
G. SUTTER	Physique électronique
D. FOATA	Mathématiques
J.L. VERDIER	Mathématiques
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique

Maîtres de Conférences :

V. AVANISSIAN	Mathématiques
R.A. MASSY WESTROPP	Chimie organique

Secrétaire : G. SAINT-PE

A Monsieur le Professeur P. CÜER

Directeur du Département de Physique Corpusculaire

du CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES DE STRASBOURG

A Madame D. MAGNAC-VALETTE

Professeur à la Faculté des Sciences de STRASBOURG,

Chef du Service des Basses Energies

A la Mémoire de mon Père,

A Ma Mère,

A ma Femme,

Hommage de profonde gratitude

A Monsieur le Professeur P. CÜER

Directeur du Département de Physique Corpusculaire

du CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES DE STRASBOURG

A Madame D. MAGNAC-VALETTE

Professeur à la Faculté des Sciences de STRASBOURG,

Chef du Service des Basses Energies

A la Mémoire de mon Père,

A Ma Mère,

A ma Femme,

Hommage de profonde gratitude

ETUDE DES REACTIONS (t,α) SUR ^{7}Li, ^{10}B, ^{12}C ET ^{16}O A DES ENERGIES INCIDENTES ALLANT DE 1 A 3,5 MeV

par

Raymond S E L T Z

I N T R O D U C T I O N

L'étude expérimentale et théorique des réactions induites par deutérons a conduit à l'établissement par BUTLER de la théorie de l'arrachement du projectile (stripping). De là est née la théorie des effets directs qui rencontre actuellement un très grand succès, à des énergies très variables et qui a bouleversé profondément notre connaissance des schémas d'interaction à l'intérieur du noyau.

Il est d'autre part absolument certain que nous ne disposons pas actuellement, même avec une particule aussi peu complexe que le deutéron, de "théorie unifiée" des réactions qui permettrait, par simple application d'un programme de calcul, de désigner les processus prédominants, effets directs ou effets de formation de noyau composé. Il semble par contre que les réactions induites par neutrons ou protons puissent être déjà interprétées de façon plus générale à l'aide des théories récentes de ROSENFELD et de WEIDENMULLER.

A un premier stade, dans le cas des réactions induites par particules complexes il est donc intéressant d'essayer de décomposer grossièrement les phénomènes les plus favorables, à l'aide d'approximations qui sans doute ne paraîtront pas toujours très justifiées mais nous guideront peu à peu dans la voie des synthèses définitives.

On n'aurait pas trouvé dès 1948 les phénomènes expérimentaux amenant à la découverte des effets directs à basse énergie, si l'on s'était contenté pour des raisons de simplicité, d'étudier les réactions induites par protons ou neutrons.

A cet égard l'étude expérimentale des réactions induites par ions lourds peut paraître inutile aux théoriciens. Il n'est pas impossible cependant que ces réactions ne mettent un jour en évi-

dence des phénomènes générateurs de transformations fécondes des théories existantes.

Ce point de vue peut s'appliquer aux réactions induites par tritons ou hélium3. Les deux noyaux sont des noyaux-miroir et leur différence de masse est très faible. Ce qui, cependant, les différencie c'est que, par réaction sur un même noyau, les deux projectiles conduisent à des produits différents et les bilans obtenus sont beaucoup plus faibles en général pour $^{3}_{2}He$ que pour $^{3}_{1}H$. De plus la barrière de potentiel est plus élevée pour $^{3}_{2}He$ et par conséquent les sections efficaces bien plus faibles. Mais le tritium présente bien d'autres inconvénients. C'est un gaz dangereux, très fortement radioactif et extrêmement contaminant. De plus il donne lieu à d'abondantes productions de neutrons et il est nécessaire, quand on étudie une réaction induite par tritons, et donnant des particules chargées, de travailler dans un fond intense de neutrons. Les réactions donnant des neutrons sont fortement exothermiques et la production de neutrons de basse énergie est accompagnée de la formation d'états virtuels fortement excités. Beaucoup de ces états peuvent se décomposer par particules chargées et il faut donc ainsi, "dégager" les pics monoénergétiques, de fonds continus particulièrement intenses.

Malgré ces inconvénients les réactions induites par tritons ont été étudiées dès 1950, en particulier sur ^{7}Li et ^{6}Li par KUNDU et POOL, D. MAGNAC-VALETTE, ALLEN et ALMQVIST, et enfin CREWS. La première distribution angulaire en (t,α) a été obtenue en 1954, sur le lithium 7, par ALMQVIST.

Les études spectroscopiques se montrant difficiles pour les raisons énoncées plus haut, les différents expérimentateurs ont porté très rapidement leur attention sur l'étude des réactions (t,d) et (t,p) parallèlement à (^{3}He,d) et (^{3}He,p). La théorie du double arrachement par transfert de deux nucléons du triton sur la cible a été étudiée par NEWNS, EL NADI, I.S. SHAPIRO, ROOK et plus récemment par C.A.PEARSON et O.HANSEN. Sur la base du modèle en couche, ces auteurs donnent la forme des distributions angulaires des réactions

(^{3}He,p) et (t,p) à des énergies incidentes égales ou inférieures à 5 MeV et l'accord avec les résultats expérimentaux des groupes de Manchester à 5,5 MeV et Aldermaston à 10 MeV est satisfaisant. Dans le cas de la réaction (t,p), le transfert de deux neutrons de spins opposés sur une même couche du noyau-cible entraîne des règles de sélection très strictes. Lorsqu'un tel mécanisme existe, la réaction (t,p) s'avère un outil puissant pour la détermination des spins et parité des niveaux excités en jeu.

Les réactions (t,d) peuvent s'expliquer aussi par des mécanismes d'arrachement simple. BARROS et ses collaborateurs ont pu trouver un bon accord à 5,5 MeV pour de nombreuses distributions angulaires de ces réactions sur des noyaux légers. A plus basse énergie par contre les résultats expérimentaux sont encore trop peu nombreux pour donner une image correcte des mécanismes en jeu. Pour les réactions (t,α) nous pensions lorsque nous avons commencé notre étude qu'elles pouvaient correspondre soit à un mécanisme de "collection" (pick-up) d'un proton de la cible par le triton incident, soit à l'éjection d'un agglomérat alpha de la cible par le triton qui le remplace. HOLMGREN même a suggéré que c'est la cible qui pourrait subir l'arrachement avec éjection d'une particule alpha vers l'arrière. Cette dernière réaction dite d' "arrachement arrière" (backward stripping) a donné lieu à de multiples controverses qui ne sont pas encore définitivement réglées.

D'autre part quand la spectroscopie est possible malgré les inconvénients énumérés plus haut, le fait qu'on atteint des noyaux peu connus peut amener l'élucidation de certains "détails" dont nous donnerons un exemple obtenu au cours de notre travail en collaboration avec I. et J. LINCK. On voit donc que c'est par leur complexité même que les réactions (t,α) peuvent présenter de l'intérêt dans l'étude des structures nucléaires et c'est pourquoi nous nous sommes attaché à entreprendre leur étude expérimentale systématique entre 1 et 3,5 MeV sur le lithium 7, le bore 10, le carbone 12 et l'oxygène 16. Les deux derniers noyaux ont été choisis en fonc-

tion de leur structuration possible qui favoriserait le processus d'éjection, le lithium 7 et le bore 10 parce que justement ils ne présentent pas de structuration analogue.

x x x

Résumons brièvement les travaux expérimentaux obtenus avant notre travail en réaction (t,α) pour des énergies incidentes inférieures à 15 MeV et sur les noyaux légers.

La réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ + 9,834 MeV a été la première et la plus souvent étudiée, surtout en vue de la spectroscopie de ^{6}He. En effet c'est la seule réaction exothermique conduisant à ^{6}He résiduel (La66).

POOL, KUNDU et leurs collaborateurs ont publié en 1951 (Po51) les premiers résultats sur la désintégration des noyaux légers par des tritons. CREWS (Cr52) a mesuré les courbes d'excitation des réactions $^{6}Li(t,\alpha)^{5}He$ et $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ aux angles de 90° et 165° dans le système du laboratoire. ALLEN et ses collaborateurs (De52) (Al54) (Al54a) ont mesuré les distributions angulaires de cette dernière réaction pour une énergie incidente de tritons de 0,24 MeV. Parallèlement à ces travaux, Madame D.MAGNAC-VALETTE a étudié, par la méthode de la plaque chargée, les mécanismes de la réaction globale $^{7}Li + t \rightarrow 2\alpha + 2n$ ainsi qu'un spectre de la réaction à 0,90 MeV et à 90° avec tritons accélérés (Ma56).

ALLEN (Al60) puis HOLMGREN (Ho67) ont indiqué l'existence d'un niveau excité vers 3,4 MeV dans ^{6}He. Ce niveau n'a pas été retrouvé par AJZENBERG-SELOVE et MIDDLETON (Aj65) en étudiant la même réaction au spectrographe magnétique et avec des tritons incidents de 13 MeV. Ces auteurs ont précisé l'énergie d'excitation $E_x = 1,797 \pm 0,025$ MeV ainsi que la largeur $\Gamma = 113 \pm 20$ keV du premier niveau excité de ^{6}He.

L'étude expérimentale des différentes réactions induites par des tritons sur le carbone 12 a été effectuée, d'une part par l'équipe de Maryland pour les énergies incidentes comprises entre 1 et 2 MeV (Ho61a) (Gu62) et d'autre part par une équipe de Dubna pour les énergies comprises entre 0,3 et 1,2 MeV (Ni63) (Gr64).

Enfin, citons les résultats de PULLEN et collaborateurs (Pu62) sur les distributions angulaires à 10 MeV des groupes de particules alpha correspondant au niveau fondamental et aux trois premiers niveaux excités du ^{11}B.

Dans le cadre d'une étude systématique à basse énergie des réactions induites par des particules de masse 3 sur les noyaux légers et dans le but de vérifier la validité d'un modèle d'intéraction d'échange, HOLMGREN et ses collaborateurs ont mesuré les distributions angulaires des réactions induites par tritons sur le bore 10 (Q = 13,326) (Ho61) (Ho63) et l'azote 14 (Q = 12,263) (Sc64) à des énergies incidentes inférieures à 2 MeV.

En résumé, lorsque nous avons commencé nos expériences au Van de Graaff de 3 MeV, en décembre 1963, date de l'obtention du premier faisceau de tritons, il s'avérait extrêmement intéressant de compléter entre 1 et 3,5 MeV les résultats très lacunaires donnés dans la littérature afin d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes de ces réactions.

Dans le premier chapitre de notre étude, nous décrivons notre dispositif expérimental en insistant sur les réalisations originales, les méthodes de traitement des données et la détermination de nos erreurs de mesure.

Le deuxième chapitre est réservé au compte rendu des resultats expérimentaux.

Dans le troisième chapitre nous donnons la description théorique des effets directs possibles et leur discussion.

L'application est réalisée par

1°) la mise au point et l'utilisation d'un programme d'interprétation du mécanisme d'éjection (avant et arrière) en ondes planes.

2°) l'utilisation du programme de calcul des réactions directes en ondes distordues (Gi64) après détermination expérimentale et théorique des paramètres du modèle optique.

Notre dernier chapitre comporte la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux et nos conclusions dans les différents cas.

C H A P I T R E I

METHODES EXPERIMENTALES

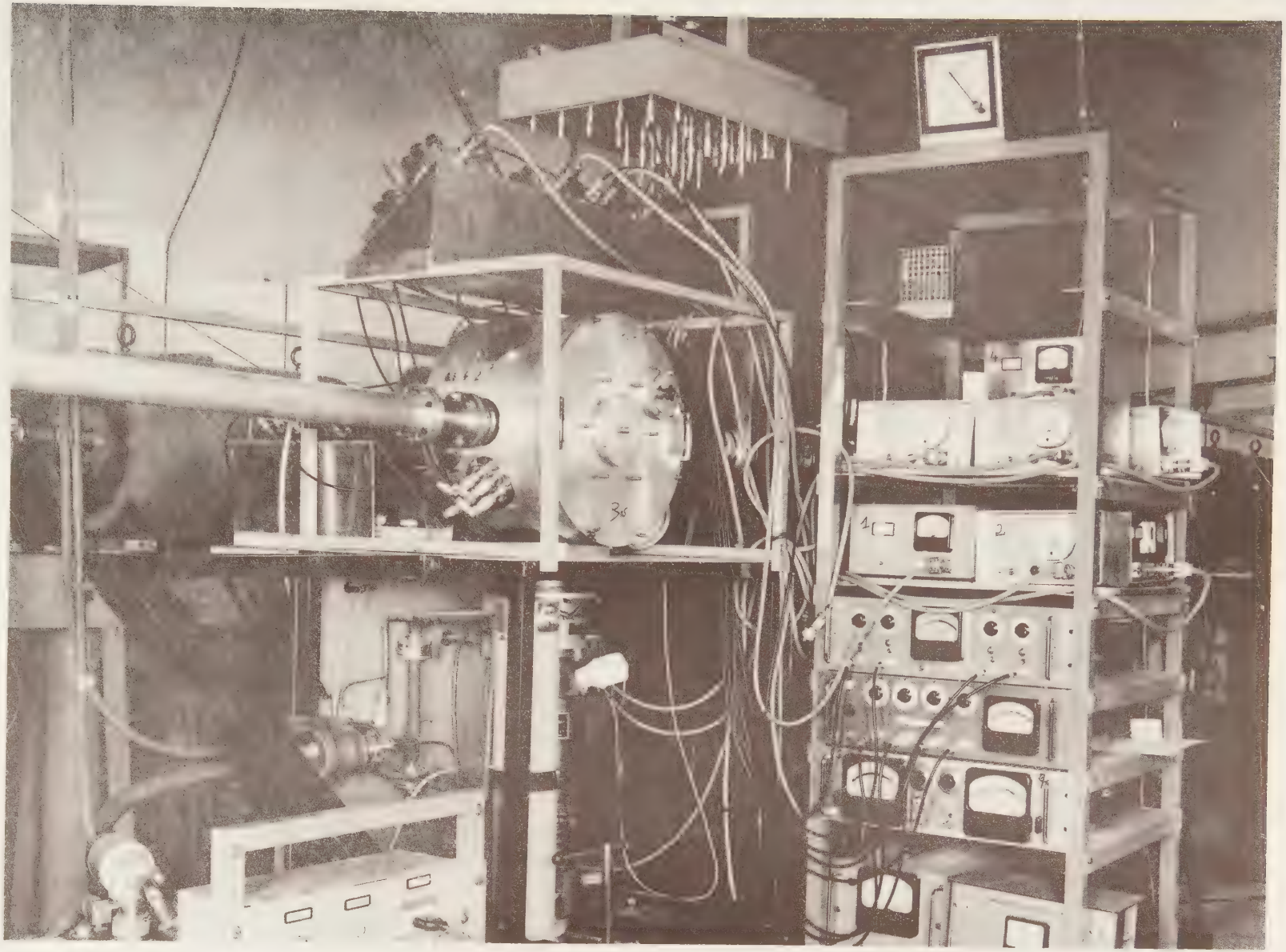
METHODES EXPERIMENTALES

A) DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1) PRODUCTION DU FAISCEAU DE TRITONS
2) LA CHAMBRE DE REACTIONS
3) LE DISPOSITIF ELECTRONIQUE
4) MESURE DU COURANT CIBLE

B) TRAITEMENT DES DONNEES

1) LE MONITEUR
2) DELIMITATION ET INTEGRATION DES PICS
3) ERREURS STATISTIQUES ET ANALYSE DES COURBES
4) AUTRES CAUSES D'ERREURS
5) CAS PARTICULIERS DES COURBES D'EXCITATION
6) DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES INTEGREES



A. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. PRODUCTION DU FAISCEAU DE TRITONS

Toutes nos expériences ont été réalisées au Van de Graaff vertical de 3 MeV du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg. Cette machine est spécialement réservée à l'accélération de tritons et ions hélium.

Depuis l'automne 1963, date de sa mise en service, cet accélérateur n'a jamais fonctionné en deutérons afin d'éviter la contamination du tube accélérateur. En effet la réaction

$$^{3}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow n + ^{4}_{2}He + 17,59 \text{ MeV}$$

ayant une section efficace supérieure à 15 mb dans le domaine d'énergie où nous travaillons, nous avons voulu éviter les bruits de fond importants de neutrons parasites qui en seraient résultés.

La consommation de la source d'ions, pour un fonctionnement optimum est de l'ordre de $15 cm^3$ de gaz à l'heure. Compte tenu du prix et du danger de la manipulation de grandes quantités de tritium, nous alimentons la source d'ions par un mélange tritium-hélium 4 dans la proportion de 2 à 3/1000 de tritium en volume. En effet l'hélium s'ionise très mal en présence d'hydrogène (ou de ses isotopes) et d'autre part le champ magnétique sépare les ions hélium des tritons monoatomiques.

Nous avons utilisé du tritium dans des ampoules de verre contenant chacune 5 Curie , sous une pression de 70Torr (soit $2 cm^3$ de tritium à la pression atmosphérique). La pureté du gaz qui nous a été fourni par l'A.E.R.E. (Harwell) ou par le C.E.A. (Gif sur Yvette) est de l'ordre de 99,5 %, l'hélium 3 constituant la majeure partie des impuretés. En effet, la période du tritium étant

de 12,7 ans, sa décomposition par émission β donne de l'hélium 3. Nous avons toujours utilisé du tritium dont la préparation remontait à moins d'un an, afin de ne pas être gêné par les réactions de contamination dues à l'hélium 3.

Le dispositif d'alimentation en gaz de la source d'ions a été modifié par l'adjonction d'un réservoir spécial pouvant recevoir 3 ampoules de tritium. Ces ampoules étant en place, on fait le vide dans la bouteille avant de remplir le réservoir avec de l'hélium à 99,99 %. Après avoir vérifié le bon fonctionnement de la source d'ions en hélium pur, on casse les ampoules de tritium quand le réservoir de gaz de l'accélérateur est encore ouvert. Le réglage de l'admission du gaz dans la source est fait par une vanne thermomécanique.

Nous avons résumé ci-dessous les conditions moyennes de fonctionnement pour nos expériences :

volume utile de la bouteille	: 130 cm^3
pression en hélium	: 17,5 kg/cm^2
volume de tritium (T.N.P.) (15 Curie)	: ≃ 6 cm^3
volume d'hélium	: 2300 cm^3
durée d'une bouteille	: 170 à 200 heures
faisceau analysé sur cible (diaphragme 1 mm)	: 2/100 à 5/100µA

2. LA CHAMBRE DE REACTIONS

La chambre de réactions a été réalisée spécialement en vue de la mesure des distributions angulaires. Nous avons apporté un soin particulier à la définition angulaire de la position des détecteurs, au centrage du faisceau et à la détermination des angles solides des jonctions. D'autre part, nous voulions un minimum de huit angles par expérience afin de diminuer le temps de mesure et de minimiser les erreurs de normalisation dans la mesure d'une distribution angulaire complète.

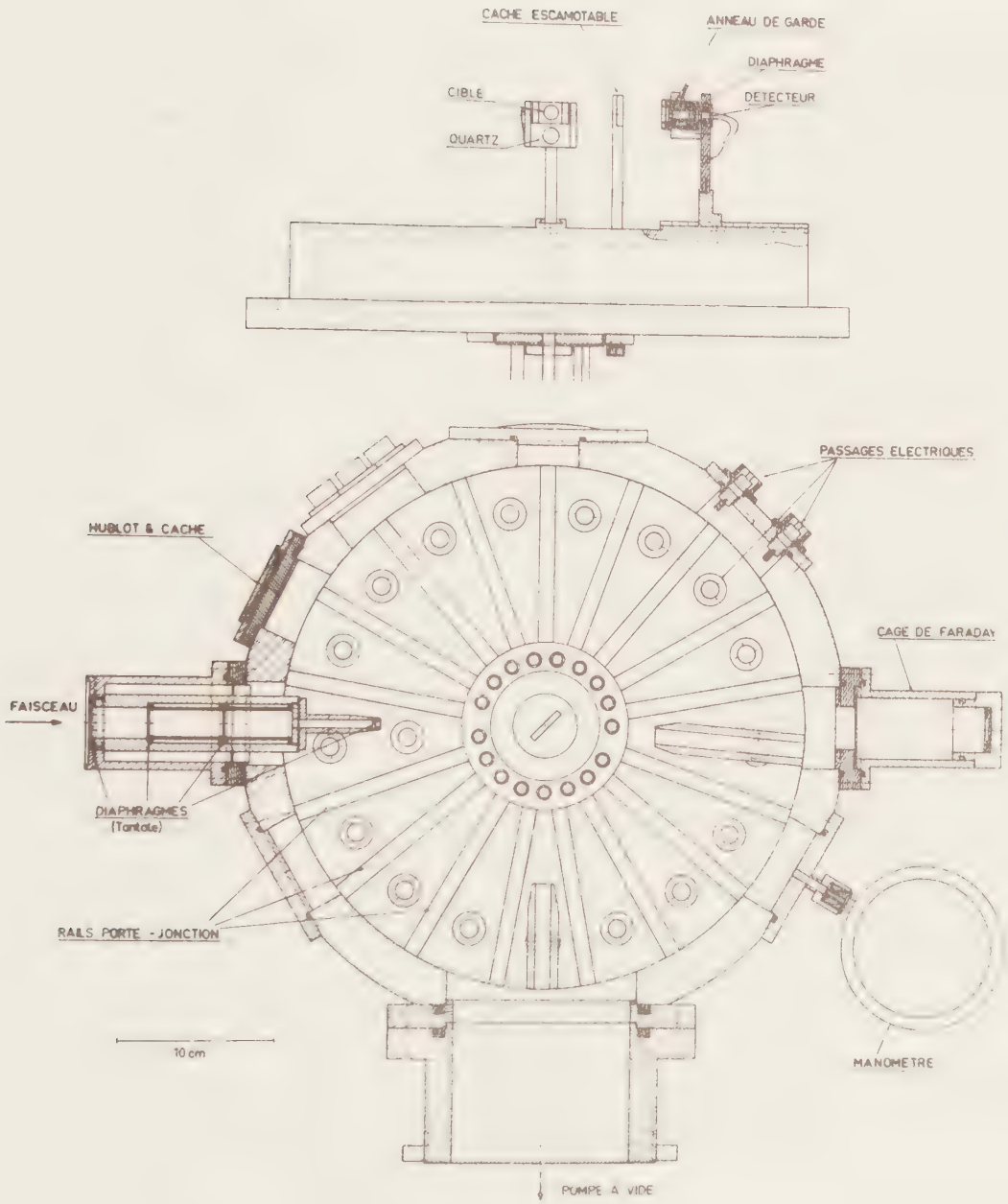


Figure 2

Dessin de la chambre de réaction.

a) Description Générale

Le corps de la chambre de réactions est formé par un cylindre de duraluminium de diamètre intérieur 330 mm et de hauteur 230 mm. Ce cylindre est fermé par deux couvercles (A) et (B). Sur un plan coupé dans la partie latérale du cylindre est fixé un système de pompage à diffusion de vapeur de mercure assurant un vide de 5.10^{-6} torr (fig. 1).

Sur le couvercle (A) sont disposés les organes essentiels (fig. 2) : 19 détecteurs à barrière de surface, le couvercle porte-cible, les passages coaxiaux étanches et les écrans escamotables permettant de protéger les détecteurs des particules diffusées.

Le couvercle (B) permettant l'accès à l'intérieur de la chambre peut être relié à une enceinte d'évaporation sous vide. Ce dispositif permet la réalisation et le transfert de cibles dans la boîte en dehors de tout contact avec l'atmosphère (Bi66).

b) Montage des détecteurs

Le traçage de la position angulaire des détecteurs a été effectué sur le plateau diviseur de la fraiseuse avec une précision supérieure à 5'. Leurs supports coulissent dans une rainure en queue d'aronde graduée, permettant la mesure précise de la distance cible-détecteur. Ces supports portent en outre un ensemble comprenant un diaphragme, un anneau de garde et des feuilles minces absorbantes lorsque cela est nécessaire (fig. 3).

Les détecteurs solides ont une surface utile de 12 mm^2.

Les diaphragmes de diamètre 3,5 mm permettent d'uniformiser les surfaces utiles de tous les détecteurs et d'éviter les effets de bords en n'utilisant que 9,6 mm^2 de cette surface.

Les 19 diaphragmes identiques ont été choisis dans un lot de pièces percées à la même dimension, après comparaison des agrandissements photographiques de toutes ces pièces.

L'anneau de garde, porté à un potentiel de 100 volts, protège le détecteur des électrons secondaires issus de la cible ou, éventuellement, d'une feuille mince absorbante placée devant le détecteur.

Les détecteurs sont disposés à intervalles angulaires égaux de 10°, entre 10° et 170°. Des expériences préliminaires nous avaient montré l'importance des rendements aux grands angles pour certaines de nos réactions. Nous avons alors placé un détecteur à 175° (fig. 3). La distance détecteur-cible est règlable de 50 mm à 150 mm. Compte tenu de l'ouverture du diaphragme (2 r = 3,5 mm), l'angle solide de détection $\Delta\Omega$ peut donc être choisi entre les deux valeurs extrêmes :

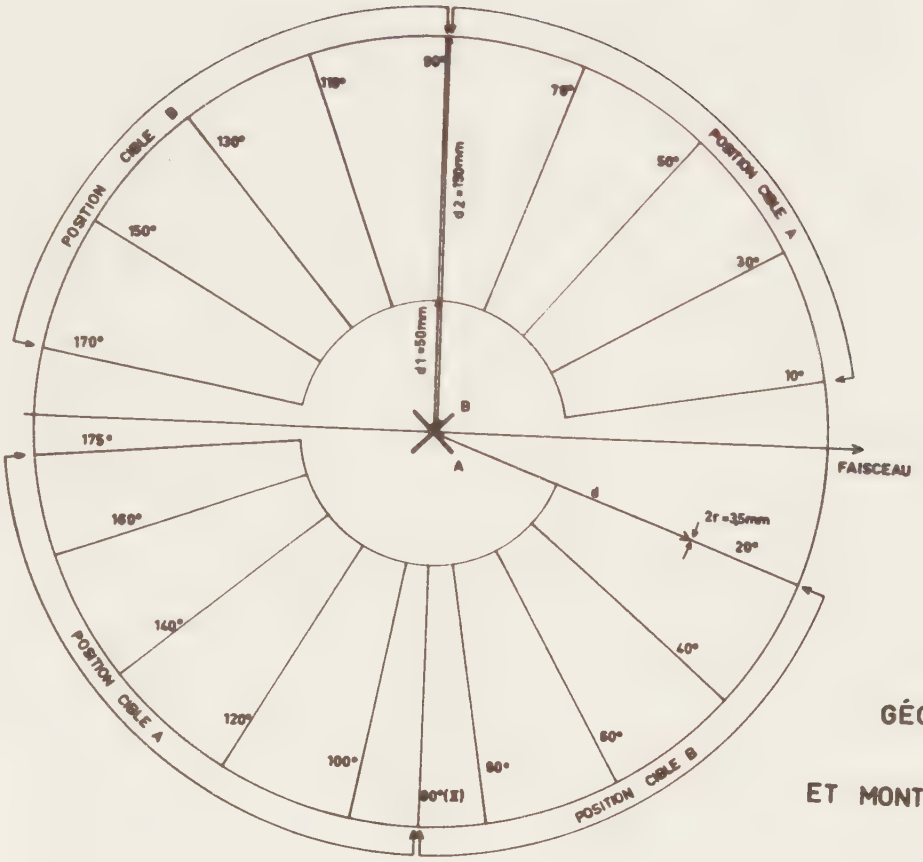
$$0{,}43 \text{ msr} \lesssim \Delta\Omega = \frac{\pi r^2}{d^2} \lesssim 3{,}85 \text{ msr}$$

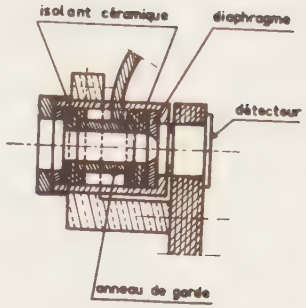
La présence du boîtier serti et la fragilité de la face avant du détecteur ne permettent pas une mesure précise de la distance cible - détecteur. Si la limite supérieure de cette imprécision est $\Delta d \leq 0{,}05$ mm.

On trouve $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \lesssim \frac{5}{100}$

Avant chaque série d'expériences, nous avons contrôlé expérimentalement l'identité des angles solides de tous nos détecteurs afin d'éliminer les erreurs systématiques dues à un mauvais règlage de la distance cible -détecteur.

A cet effet nous avons remplacé la cible par une source alpha de "Thorium". Cette source est animée d'un mouvement de rotation uniforme de 2 t/min. grâce à un moteur électrique. Toutes les autres conditions expérimentales étant identiques à celles de la mesure projetée, l'intégration du pic des α de 8,778 MeV du Polonium 212 pour un temps d'exposition donné, permet la comparaison des angles solides des différents détecteurs. Les écarts que nous avons trouvés, étaient toujours inférieurs à 5 %, erreur maximum due aux imprécisions mécaniques. Après règlage définitif des détecteurs, cet écart était de l'ordre de 1 %. Nous l'avons





GÉOMÉTRIE DE DÉTECTION

ET MONTAGE DU DÉTECTEUR

Figure 3

donc négligé dans les calculs d'erreur que nous exposerons plus loin.

Remarquons que dans nos premières expériences, nous n'avons utilisé que quatre détecteurs. Ces quatre détecteurs étaient fixés sur des plateaux mobiles. Leur position angulaire était règlable sous vide (We65).

c) Le faisceau et la cible

La définition du faisceau est assurée par un ensemble de quatre diaphragmes calibrés, interchangeables. Le diamètre des diaphragmes, qui va en croissant lorsque l'on s'approche de la cible, est respectivement de 1 - 1,2 - 1,4 - 2 mm.

Trois quartz à réticules escamotables, disposés respectivement à l'entrée de la chambre, à l'emplacement de la cible, et au fond de la cage de Faraday, permettent le centrage de la cible sur l'axe du faisceau.

Le porte-cible, isolé par rapport à la chambre de réactions, est orientable sous vide.

La collection des charges s'effectue dans une cage de Faraday dont le fond peut être remplacé par un quartz à réticule ou un porte-cible pour l'étalonnage de l'énergie incidente par la méthode des seuils de neutrons.

d) Les détecteurs

Les détecteurs sont des barrières de surface de 100 µ de zone désertée du type BPY 20 A (La Radiotechnique).

Pour une polarisation de 30 volts, ces détecteurs permettent la spectroscopie des particules alpha d'énergie inférieure à 15 MeV. Cette limite était bien suffisante pour notre travail, car les particules α que nous détectons ont au plus 10 MeV d'énergie.

D'autre part, l'épaisseur de cette zone désertée ne permet pas la détection de protons d'énergie supérieure à 3 MeV. Sur les

spectres type que nous donnons ci-dessous, on observe effectivement l'énergie maximum détectée, limite où viennent s'accumuler les spectres de protons d'énergie supérieure. Ceci nous a permis de nous débarrasser des contaminations en protons, car dans la plupart des cas, les α que nous mesurions avaient une énergie supérieure à 3 MeV.

3. LE DISPOSITIF ELECTRONIQUE

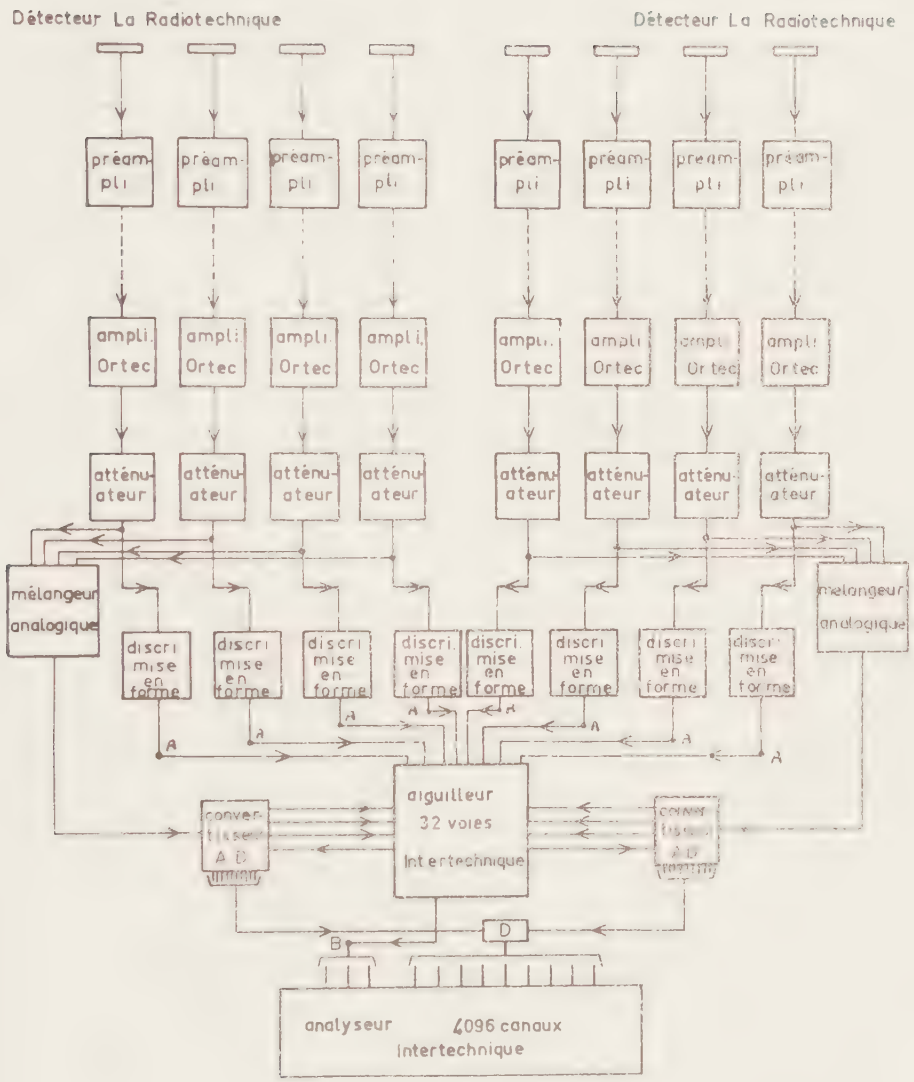
Nous avons représenté le schéma synoptique du dispositif électronique sur la figure n° 4 . Huit détecteurs délivrent des impulsions dont l'amplification linéaire est assurée par des chaînes de haute résolution (ORTEC 103-203). L'aiguilleur à 32 voies (Intertechnique type AP32) est précédé d'un mélangeur analogique. Cet ensemble permet l'analyse de huit voies de mesure en spectres de 512 canaux dans un bloc mémoire de 4096 canaux (BM 96 Intertechnique).

a) Amplification linéaire

Chaque chaîne d'analyse a son propre générateur d'impulsions, permettant le contrôle de la stabilité et de la linéarité de l'ensemble. La linéarité intégrale, variable suivant les chaînes, est meilleure que 0,8 %. Dans les conditions normales de travail, la résolution de chaque voie est de l'ordre de 30 à 35 keV. Cette résolution a été mesurée à l'aide du générateur d'impulsions dans les conditions suivantes :

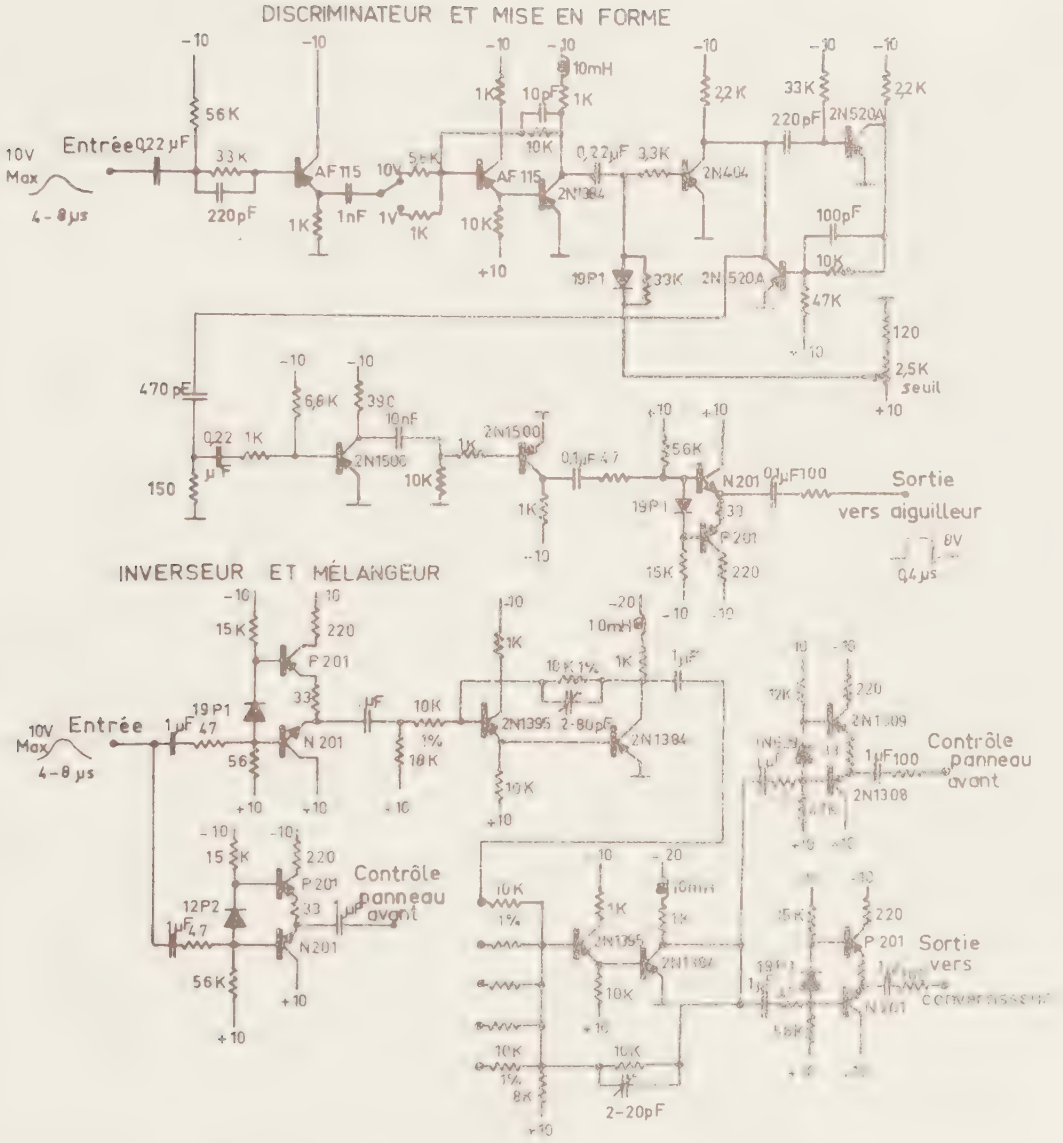
- le détecteur est polarisé à sa tension de travail
- l'amplification est réglée pour obtenir 3 keV par canal sur l'analyseur
- l'amplificateur est utilisé en mode RC

Remarquons que l'utilisation du mélangeur détruit cette résolution. En effet, l'addition des bruits de fond des différentes chaînes donne une résolution de l'ordre de 70 keV lorsque l'on utilise quatre voies sur les huit possibles.



Dispositif Electronique

Figure 4



CIRCUIT DE MISE EN FORME ET MÉLANGEUR

Figure 5

b) Aiguillage

L'aiguilleur est destiné à coder la provenance d'une impulsion délivrée par le mélangeur au convertisseur analogique-numérique, et à assurer le transfert du résultat de la conversion dans l'ensemble correspondant de 512 canaux du bloc mémoire.

Ce codage a lieu lorsque l'aiguilleur reçoit dans un intervalle de $\pm$ 1µs, une impulsion de commande du convertisseur analogique numérique et une impulsion mise en forme sur une des huit voies. Pendant la durée de la conversion, l'aiguilleur est bloqué. Et lorsque la conversion est terminée il y a transfert simultané du numéro de voie et du poids de l'événement dans le bloc mémoire. Pour réduire les bruits de fond, nous avons utilisé les deux parties du double-convertisseur (type CA 25 Intertechnique), chaque partie n'étant associée qu'à quatre voies. Le transfert des deux convertisseurs se fait dans le même bloc mémoire par l'intermédiaire d'un circuit à diodes destiné à éviter l'influence de l'un des convertisseurs sur l'autre.

c) Le chassis mélangeur

La conception du chassis mélangeur (qui comprend aussi le circuit discriminateur) s'inspire des schémas "Intertechnique".

Les impulsions délivrées par les amplificateurs, d'amplitude inférieure à 100 v, passent tout d'abord dans un atténuateur réglable pour les rendre compatibles avec les circuits transistorisés du chassis mélangeur.

A l'entrée de ce chassis, nous avons des impulsions positives de hauteur maximum 10 v, de temps de montée 2µs et dont la durée est comprise entre 4µs et 8µs. Ces impulsions attaquent simultanément le circuit discriminateur suivi de la mise en forme, et le circuit mélangeur.

Le discriminateur a pour rôle d'empêcher la mise en forme des impulsions pouvant provenir du bruit de fond. Il est réglable entre 0 et 2 volts. Le circuit de mise en forme délivre un signal carré de 0,4 µs de durée et de 8 volts. Ce signal donne l'information du numéro de la voie à l'aiguilleur.

Le circuit mélangeur est précédé d'un inverseur et d'un étage émetteur suiveur sur chaque voie.

Pour des raisons de clarté sur la figure n° 5 , nous n'avons représenté qu'une seule voie attaquant le mélangeur à travers la résistance de 10 kΩ.

Pour faciliter le contrôle de ces circuits, nous avons doublé sur le panneau avant à travers des émetteurs suiveurs, les sorties vers l'aiguilleur et le convertisseur.

d) Mesure des taux de pertes

Soit m_i lenombre d'impulsions qui se présentent pendant un temps Δt à l'entrée du mélangeur dans la voie i, et n_i le nombre d'événements transférés dans l'analyseur dans la tranche de 512 canaux correspondant à cette voie.

Le taux de pertes de cette voie exprimé en % est le rapport

$$t = 100 \frac{m_i - n_i}{m_i}$$

Chaque voie d'analyse nécessite donc deux échelles de comptage (SAIP type ECH 3T). L'une compte les impulsions au niveau du point A (fig. 4), l'autre par l'intermédiaire d'un circuit de décodage compte le nombre de coups accumulés dans un ensemble de 512 canaux.

Au début de chaque expérience nous avons ainsi contrôlé le taux de pertes de chacune des voies. Pendant la mesure, nous avons déterminé le taux de pertes moyen pour chacun des groupes

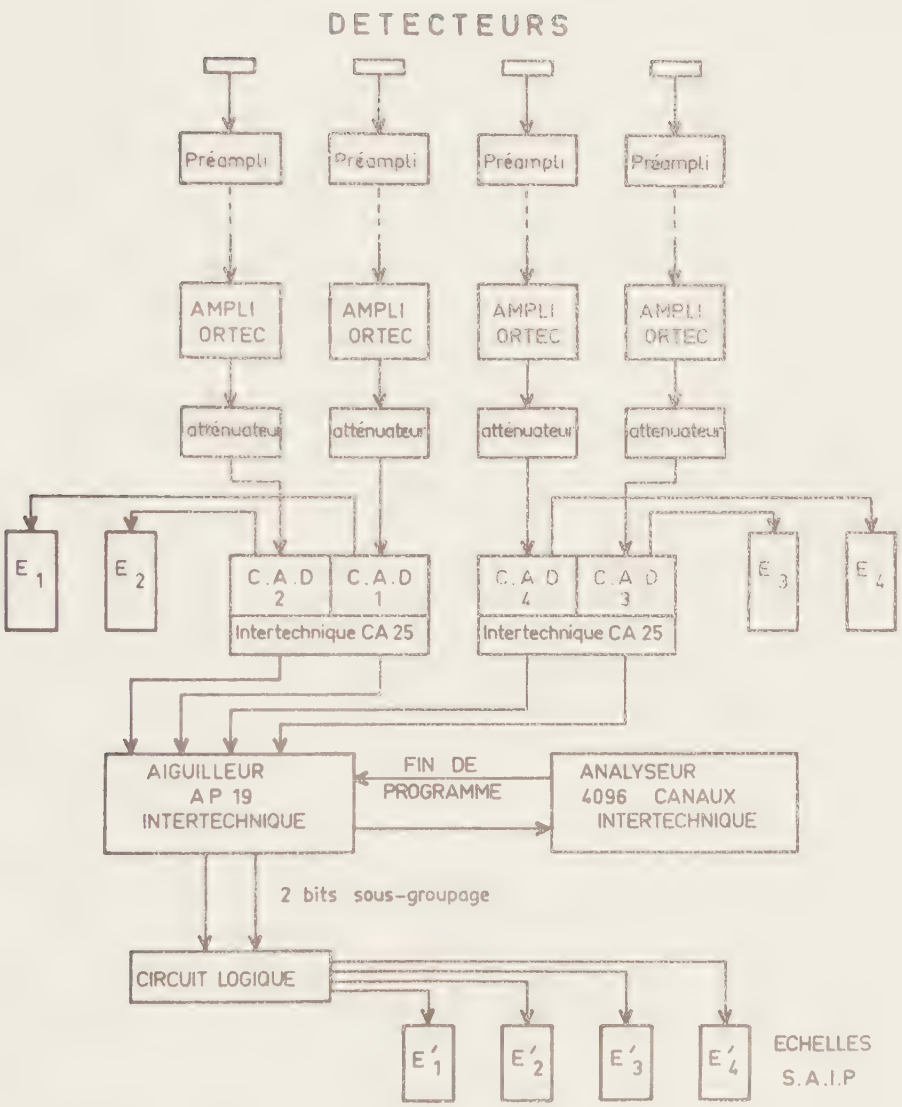


Figure 6

Aiguilleur-mélangeur à quatre voies.
Dispositif électronique pour la mesure du taux de pertes.

des quatre voies. Le courant cible a été choisi dans toutes nos expériences, tel que ce taux de pertes soit inférieur à 10 % pour toutes les voies d'analyse.

Nous avons contrôlé au générateur d'impulsions à fréquence variable (BNC type RP1) que, dans ces conditions, il ne résulte aucune déformation de spectres lorsqu'on associe deux voies de mesures à taux de comptage très différents.

e) Cas de forts taux de comptage

Pour des angles vers l'avant, où les particules incidentes diffusées sur la cible entraînent des taux de comptage importants, nous avons utilisé un aiguilleur-mélangeur digital à quatre voies (Intertechnique AP 19) qui nécessite un codeur analogique-numérique par voie, mais abaisse sensiblement le taux de pertes et permet sa mesure pour chaque voie (fig. 6). L'utilisation des amplificateurs en mode de double "différenciation par ligne à retard" permet en outre, moyennant une perte de résolution d'un facteur 2 à 3, de minimiser les empilements d'impulsions.

4. MESURE DU COURANT CIBLE

La mesure du courant a été effectuée par un intégrateur "ELCOR" type A 309A. Son étalonnage, réalisé à l'aide d'une pile étalon et de résistances dont la valeur est précisée par une mesure effectuée à l'aide d'un pont A.O.I.P., a été contrôlé au début et à la fin de chaque expérience. Nous avons mesuré le courant entre la cage de Faraday et la chambre de réaction, la cible étant portée à un potentiel de + 100 v par rapport à cette dernière, pour éviter l'émission d'électrons secondaires.

Remarquons que pour la mesure des courbes d'excitation, nous avons prolongé la cage de Faraday de 10 cm vers la cible afin d'assurer une collection totale des charges.

Des expériences préliminaires avec différentes cibles et à différentes énergies nous ont montré qu'il n'était pas néces-

saire d'interposer un anneau de garde entre la cage de Faraday et la chambre de réactions. Une tension de 1000 volts appliquée à l'anneau de garde ne modifiait pas le courant-cible.

B. TRAITEMENT DES DONNEES

Dans cette partie nous exposons la technique de dépouillement des mesures en vue de l'établissement des distributions angulaires. Les points particuliers relatifs aux tracés des courbes d'excitation seront résumés en fin de chapitre.

1. LE MONITEUR

Toutes nos distributions angulaires sont données en unités relatives $W(\theta_{CM})$, le détecteur de référence étant celui placé à 90°. Soit :

$$W(\theta_{CM}) = \frac{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{CM}}{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{90°}}$$

Chaque expérience correspond à des mesures faites à huit angles différents dont l'angle de référence. Nous avons choisi pour établir la distribution angulaire les deux positions A et B de la cible (fig. 3), l'une des deux positions étant choisie deux fois pour obtenir deux séries d'angles différents, la deuxième position correspondant à la troisième série. Nous avons ainsi obtenu vingt quatre points expérimentaux dont trois se rapportant à la mesure de référence. Comme nous ne disposons que de dix huit positions possibles pour les jonctions, certains résultats se recouvrent et nous permettent des contrôles. On s'aperçoit sur la figure 3 que la présence de deux détecteurs à 90°, symétriques par rapport au faisceau, permet, quelle que soit la position de la cible, une mesure par réflexion pour le moniteur.

Dans nos premières expériences nous avions atteint le même résultat en plaçant un seul moniteur dans le plan perpendiculaire au plan de détection, la cible orientable, étant placée dans un plan bissecteur du plan de détection et du plan perpendiculaire contenant la direction du faisceau. Après utilisation nous avons constaté que ce système présentait trois inconvénients :

a) il est difficile dans notre chambre de réactions de définir d'une manière précise le plan perpendiculaire au plan de détection, bien que nous ayons procédé au règlage de la hauteur du moniteur à l'aide d'une lunette dont l'axe optique était situé dans le plan horizontal passant par le faisceau.

b) lors d'un changement de cible, il était difficile de reproduire d'une manière précise l'orientation de la cible si on ne voulait pas agrandir et compliquer le porte-cibles et augmenter ainsi le risque de diffusion sur le support.

c) la "double inclinaison" de la cible augmente son épaisseur entraînant une perte de résolution.

2. DELIMITATION ET INTEGRATION DES PICS

A la fin d'une exposition, les résultats sont enregistrés simultanément par une imprimante et un traceur de courbes. Dans le cas particulier où la précision du traceur de courbes (IER type 302-07) n'était pas suffisante (pics voisins, bruits de fond, etc...) pour fixer les limites des pics étudiés, nous avons reproduit les spectres sur papier millimétré.

L'intégration des pics a été effectuée en additionnant les contenus canal par canal. La délimitation des canaux à intégrer

est facile lorsque les pics sont isolés. Elle devient difficile lorsque deux pics sont voisins ou lorsque le pic étudié est superposé à un continuum. En effet, s'il est en général facile de reconstituer le flanc à haute énergie d'un tel pic, il n'en est pas de même du flanc à basse énergie qui présente toujours une "traînée". La forme analytique de cette traînée est difficile à déterminer, car elle dépend de nombreux paramètres : orientation, épaisseur et homogénéité de la cible, taille et "qualité" du faisceau sur la cible, réflexions sur les diaphragmes et effets de bord des détecteurs etc... Pour éviter l'erreur ΔN sur le nombre de coups N d'un pic nous avons successivement extrapolé aux énergies zéro un pic isolé suivant une loi exponentielle, une droite de plus grande pente, et une horizontale.

Nous avons trouvé : $\frac{3}{100} < \frac{\Delta N}{N} < \frac{8}{100}$

Une vérification expérimentale sur des pics isolés des réactions $^{7}Li(p,\alpha)^{4}He$ ou $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ nous a montré que dans tous les cas, la proportion de coups ΔN due à la non symétrie des pics était toujours inférieure ou comprise dans ces limites. Nous avons donc pris pour règle, dans le cas où il n'y a pas de continuum, d'intégrer tous les canaux vers les énergies faibles jusqu'à l'amorce du pic identifié suivant et de compter dans l'erreur expérimentale tous les coups en dehors du pic symétrique. Lorsqu'il était impossible de déterminer cette erreur à cause de la proximité du pic suivant, nous avons pris comme erreur la limite supérieure précédemment calculée soit 8 % ou 10 %.

Deux cas particuliers se sont présentés dans nos mesures :

1) le pic est superposé à un "bruit de fond important" provenant de pics d'énergie supérieure, ou dans le cas des angles vers l'avant, d'empilements d'impulsions dus au fort taux de comptage.

Dans ce cas nous avons déduit dans l'intégration les coups dus au bruit de fond en interpolant celui-ci sous le pic, mais

nous avons compté les coups ainsi soustraits dans l'erreur.

2) la limite supérieure d'un continuum se trouve sous le pic, déformant ainsi la partie basse énergie. C'est le cas particulier des alphas laissant ^{6}He dans son niveau de 1,8 MeV, par la réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ (fig. 7). Dans ce cas nous avons reconstitué le pic en comptant deux fois les coups de la moitié située vers les hautes énergies et nous avons pris comme erreur 10 % des coups intégrés.

Nos mesures sont données par référence au moniteur placé à 90°. Nous devons donc calculer l'erreur relative sur le rapport $\frac{N_i}{N_o}$, N_o étant le nombre de coups comptés dans le moniteur, lorsque le détecteur i a compté N_i coups. Il est certain que les erreurs de délimitation sont de même signe dans les deux détecteurs.

Alors

$$\left| \frac{\Delta \left(\frac{N_i}{N_o}\right)}{\frac{N_i}{N_o}} \right| = \left| \frac{\Delta N_i}{N_i} - \frac{\Delta N_o}{N_o} \right| < \frac{5}{100}$$

puisque $\Delta\frac{N_i}{N_i}$ et $\Delta\frac{N_o}{N_o}$ peuvent prendre toutes les valeurs de même signe comprises entre $\frac{3}{100}$ et $\frac{8}{100}$

3. ERREURS STATISTIQUES ET ANALYSE DES COURBES

Nous devons tenir compte dans les erreurs expérimentales, de l'erreur statistique du nombre de coups intégré. Si $\sigma^2(\frac{N_i}{N_o})$ est la variance du rapport mesuré, nous pouvons estimer l'erreur

statistique et si N_i et N_o sont de même ordre de grandeur, nous avons :

$$\frac{\sigma^2 \left(\frac{N_i}{N_o}\right)}{\left(\frac{N_i}{N_o}\right)^2} = \frac{\sigma^2 N_i}{N_i^2} + \frac{\sigma^2 N_o}{N_o^2} \approx \frac{2\sigma^2 N}{N^2} \approx \frac{2}{N}$$

Dans le cas des réactions $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$, $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ et $^{10}B(t,\alpha)^{15}N$, nous avons toujours pris un nombre N_i supérieur ou égal à 2000.

Dans ce cas $$\frac{\sigma_{max} \left(\frac{N_i}{N_o}\right)}{\frac{N_i}{N_o}} \sim 3 \cdot 10^{-2}$$

Dans le cas des réactions $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ dont le rendement est plus faible N_i était de l'ordre de 500 ou 1000.

Soit $$\frac{\sigma_{max} \left(\frac{N_i}{N_o}\right)}{\frac{N_i}{N_o}} \sim 7\ 10^{-2}$$

Nous voyons donc que si $\frac{N_i}{N_o}$ est de l'ordre de 1

$$0 < \sigma_{max} \left(\frac{N_i}{N_o}\right) < 7\ 10^{-2}$$

-Si nous additionnons quadratiquement les deux erreurs provenant de la délimitation des pics et de la statistique on a la variance totale maximum :

$$\sigma^2_{tot} = 25.10^{-4} + 48.10^{-4} \approx 75.10^{-4}$$

soit $\sigma_{tot} \approx 9.10^{-2}$

On voit que l'erreur expérimentale devrait être comprise entre 0 et 9.10^{-2}.

Nous avons contrôlé par des mesures répétées aux mêmes angles que l'écart entre deux mesures ne dépassait jamais les 10 %, sauf aux grands angles, et dans le cas des très fortes remontées vers l'arrière, où l'erreur sur l'angle de détection peut entraîner des écarts de 15 % lorsque le centrage du faisceau n'est pas parfait.

Nous ne tiendrons compte que de l'erreur expérimentale dans le programme de lissage sur CAB 500 qui donne le rapport $\frac{N_i}{N^o}$ dans le laboratoire, l'angle θ_{CM} dans le système du centre de gravité ainsi que le rapport cherché $\frac{N(\theta_{CM})}{N(90°)} = W_{(CM)}\theta$ avec les erreurs correspondantes telles que nous les avons définies ci-dessus.

L'analyse des courbes par optimisation et décomposition en polynômes de Legendre était effectuée soit à la CAB 500, soit à l'ordinateur IBM. Un tel lissage durait de trois à six heures à la CAB 500 suivant l'ordre des polynômes et le nombre de points de mesure.

4. AUTRES CAUSES D'ERREURS

Nous n'avons pas tenu compte dans les calculs précédents d'une imprécision éventuelle sur l'angle de mesure θ, et sur l'angle solide de détection Ω.

Nous avons pris toutes les précautions (p.10) pour que l'erreur sur Ω soit inférieureà 1 % et nous l'avons négligée. En ce qui concerne l'angle θ , sa définition mécanique est meilleure que 5' d'angle. Sa valeur absolue dépend donc de la précision du centrage du faisceau. Nous avons toujours pris soin de travailler en faisceau parfaitement focalisé, le centrage étant assuré et contrôlé en cours d'expérience grâce à trois quartz à réticules. Nous avons donc négligé l'erreur sur l'angle et n'avons pas donné de barres d'erreur horizontales sur nos mesures.

L'étalonnage de l'accélérateur en énergie a été obtenu par une mesure précise de la fréquence de résonance protonique dans l'aimant analyseur pour les énergies bien connues d'émission de neutrons au seuil dans les réactions suivantes :

Réaction	Energie de seuil en KeV (Ma61)
$^{3}_{1}H(p,n)^{3}_{2}He$	1019,7 ± 0,5
$^{7}Li(p,n)^{7}Be$	1880,7 ± 0,4
$^{18}O(p,n)^{18}F$	2573,4 ± 0,8

Rappelons que si un champ $\vec{B}$ dévie suivant un rayon ρ, une particule de masse m, d'énergie E et de charge Z on a

$$\nu^2 = K\,E \quad \text{si on exprime } \nu \text{ en mégacycles par seconde}$$

$$\text{avec} \quad K = \frac{\gamma^2 P}{4\pi^2 \rho^2 Z^2} \times 2.225288\ 10^{-20} (mc^2)\ \text{MeV}$$

soit pour des protons $K_p = \frac{0,0378}{\rho^2 m^2}$

La moyenne sur les trois constantes que nous avons mesurée donne :

$$K_p = 0,18256 \pm 8.10^{-5} \text{Mcps}^2/\text{keV}$$

Nous pouvons alors en déduire la précision sur l'énergie incidente.

Le théorème de la propagation des erreurs nous donne :

$$\frac{\sigma^2_E}{E^2} = \frac{\sigma^2_\nu}{\nu^2}^2 + \frac{\sigma^2_k}{k^2} \approx \frac{\sigma^2_k}{k^2} = 15\ 10^{-8}$$

$$\text{soit } \frac{\sigma_E}{E} \sim 4\ 10^{-4}$$

La précision sur l'énergie dans notre domaine est donc de l'ordre du keV.

Remarquons que si nous avons effectué cet étalonnage en protons, c'est parce qu'il n'existe pas, à notre connaissance, de seuil de neutrons avec des tritons incidents dans notre domaine d'énergie.

Nous avons fait un essai avec la réaction $^1_1H(T,n)^3_2He$ - 0,764 MeV, dont le seuil théorique de neutrons est à 3,055 MeV. Pour cela nous avons réalisé une cible d'hydrogène occlus dans le titane, suivant la technique décrite par H. FABIAN (Fa64). Il n'a pas été possible de mettre en

évidence d'une manière précise le seuil de neutrons de cette réaction, à cause d'un bruit de fond très important dû aux réactions parasites, et tout particulièrement au continuum de la réaction

$$T + T \rightarrow 2n + \alpha + 11{,}332 \text{ MeV}$$

Dans le calcul de la précision de l'énergie incidente nous n'avons pas tenu compte d'une possibilité de dérive lente due à l'instabilité de la régulation de la génératrice de l'aimant analyseur. Nous avons mesuré cette dérive sur des périodes de 24 heures. Dans le plus mauvais cas elle était de $\pm$ 2,5 keV.

L'imprécision sur l'énergie incidente est donc négligeable dans la mesure des distributions angulaires. Nous devons par contre en tenir compte dans la mesure des courbes d'excitation.

5. CAS PARTICULIERS DES COURBES D'EXCITATION

Le but est de tracer, pour un courant intégré constant et un angle donné, la fonction

$$K \frac{d\sigma}{d\Omega} = f(E)$$

Les pas en énergie que nous avons choisi étaient de 50 keV, exceptionnellement de 20 keV.

a) Erreurs sur le rendement

La technique de mesure, de sortie des résultats et d'intégration des pics était la même que pour les distributions angulaires. Mais l'erreur provenant d'une mauvaise délimitation d'un pic peut être considérée dans ce cas comme une erreur systématique, car il est possible de

suivre ce pic d'une énergie à l'autre, et de respecter une règle précise sur le nombre de canaux intégrés.

Nous avons vu plus haut (p.15) que l'étalonnage précis de l'intégrateur de courant, dans les conditions de l'expérience entraînait une erreur négligeable sur la mesure de la charge. Nous nous sommes particulièrement attaché à contrôler la fidélité de l'ensemble de mesure de courant, plutôt que sa précision absolue, car nous avons fait des mesures relatives.

Une troisième cause d'erreur sur le rendement est une évolution éventuelle de la cible. Afin de contrôler une telle évolution, nous avons tracé nos courbes d'excitation en divisant le domaine d'énergie en plusieurs tranches de 400 ou 500 keV, et en effectuant les mesures dans des tranches alternées non juxtaposées de façon à aboutir au recouvrement d'une tranche déjà mesurée au bout d'une vingtaine d'heures.

Sur certaines cibles, notamment le lithium 7, nous avons constaté une perte de rendement de l'ordre de 10 à 20 % pendant les deux premières heures d'irradiation, puis la cible n'a plus évolué, même pour des expositions de quatre jours sans interruption.

En résumé, comme dans le cas des distributions angulaires, nous n'avons tenu compte que des erreurs d'intégration et des erreurs statistiques dans le tracé des courbes de rendement.

b) Erreurs sur l'énergie et analyse des résultats

La précision de la localisation des points correspondant aux maximums des bosses est conditionnée essentiellement par quatre facteurs : la dispersion des tritons dans la traversée de la cible, la diminution systématique de l'énergie incidente

de 100 eV à cause de la polarisation de la cible, l'instabilité de la régulation de l'aimant analyseur et enfin la largeur de cohérence ou le pas choisi s'il est plus grand. Nous avons négligé les erreurs dues aux deux premiers facteurs, et nous avons vu que la dérive de l'aimant entraînait une erreur maximum $\Delta E_1 = \pm$ 2,5 keV quelle que soit l'énergie.

6. DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES INTEGREES

Avant d'aborder la description des résultats expérimentaux, il nous faut préciser la façon dont nous établirons les courbes d'excitation. Afin de pouvoir dire sans trop d'ambiguité si nous avons ou non des "résonances" sur ces courbes, il nous faut connaître la section efficace de fluctuation dont la moyenne correspond à la section efficace de formation du noyau composé, ainsi que la valeur relative de la largeur de cohérence Γ par rapport au pas.

Or, nous le verrons lors de la description des distributions angulaires, la décomposition en polynômes de Legendre de ces distributions nous donne dans presque tous les cas des valeurs de 2 L (nombre pair égal ou juste supérieur à l'ordre maximum) qui sont plus grandes que les valeurs des moments orbitaux d'entrée et de sortie et que la valeur du spin du système composé, ce qui est en faveur de l'existence d'effets directs.

Il nous faut donc essayer, pour interpréter nos résultats d'évaluer la proportion d'effets directs dans la section efficace totale moyenne. Nous nous sommes servis pour cela d'un fait expérimental indiqué par NEWTON (Ne65). On sait que l'amplitude des fluctuations à un angle donné dépend du nombre N de voies de la réaction et du rapport entre la section efficace d'effets directs et de la section différentielle moyenne à l'angle considéré. N est donné par l'équation :

$N = \alpha$ si α est entier $N = \alpha + \frac{1}{2}$, si α est demi-entier

avec $\alpha = \frac{1}{2}(2i + 1)(2I + 1)(2i' + 1)(2I' + 1)$

i et I étant les spins respectivement du projectile et de la cible dans la voie d'entrée, i' et I' se rapportent à la voie de sortie. Cependant lorsque l'on fait des mesures aux environs de 180° et 0° le nombre de sous-états magnétiques possibles se réduit à un nombre plus petit qu'à 90° par exemple et α devient égal au minimum des deux valeurs

$\frac{1}{2}(2i + 1)(2I + 1)$ ou $\frac{1}{2}(2i' + 1)(2I' + 1)$

Dans les cas favorables le nombre de voies se réduit à l'unité.

La probabilité $P(\sigma)d\sigma$ de la section efficace à ces angles est alors donnée si N = 1 par la distribution:

$$P(\sigma)\,d\sigma = \frac{e^{-\frac{\sigma+\sigma_I}{2\bar{\sigma}_c}}}{2\bar{\sigma}_c}\, J_o\left(\frac{2i\sigma^{1/2}\sigma_I^{1/2}}{\bar{\sigma}}\right) d\sigma$$

J_o étant une fonction de Bessel d'argument imaginaire (St63)
σ_I la section d'effets directs, σ_c la section moyenne de passage par le noyau composé.

On représente cette distribution en fonction de

$\frac{\sigma}{\bar{\sigma}_c} = x$

Soit z le pourcentage d'effet direct $\frac{\sigma_I}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_I}{\sigma_I + \bar{\sigma}_c}$

On pose pour faciliter les calculs $y = \frac{\sigma_I}{\bar{\sigma}_c}$ $z = \frac{y}{y+1}$ $y = \frac{z}{1-z}$

D'autre part $\bar{\sigma}_c = \bar{\sigma} - \sigma_I = \bar{\sigma} - z\bar{\sigma} = (1-z)\bar{\sigma}$

donc $$P(\sigma)\,d\sigma = \frac{d\sigma}{2\bar{\sigma}_c}\, e^{-x+y}\, J_0(2i\sqrt{x}\sqrt{y})$$

Détermination de la largeur de cohérence

Il importe pour déterminer le pourcentage d'effets directs que nous soyons certains que le pas est inférieur à la largeur de cohérence Γ et que nous sommes dans la région d'excitation continue du composé.

Pour déterminer la première valeur nous avons utilisé le résultat obtenu par T. MAYER-KUCKUK par des considérations thermodynamiques (Ma66).

$$\Gamma = k\, e^{-\sqrt{\frac{19A}{U}}}$$

A étant le nombre de masse du composé et U l'énergie d'excitation.

Nous avons obtenu les résultats suivants

Réaction	A	C	U	Γ
$^{7}Li + t$	10	^{9}Be	$\sim$ 19	$\sim$ 300 keV
$^{10}B + t$	13	^{13}C	$\sim$ 25	$\sim$ 300 keV
$^{12}C + t$	15	^{15}N	$\sim$ 17	$\sim$ 200 keV
$^{16}O + t$	19	^{19}F	$\sim$ 14	$\sim$ 50 keV

Dans le cas de l'oxygène, où le fluor 19 est excité à 14 MeV il n'est pas certain que nous soyons dans la région du fond continu. On verra d'ailleurs sur la courbe donnant la section efficace intégrée la structuration que l'on obtient beaucoup plus prononcée que dans les autres cas, ce qui nous fait penser que l'on est dans une zone de niveaux encore discontinus de largeur peut-être inférieure à 50 keV mais que notre précision expérimentale ne nous permet pas de sépa-

rer si la distance des niveaux lui est inférieure. Cependant pour donner dans ce cas douteux des résultats dont nous soyons sûrs nous avons procédé au lissage que nous décrirons ci-dessous et seuls subsistent sur notre courbe les accidents de largeur bien supérieure à 50 kèV.

Dans les autres cas la largeur de cohérence est toujours supérieure au pas choisi et d'autre part la plus forte excitation nous fait penser qu'on atteint le fond continu.

Détermination des cas où N = 1 à 180°

Réaction	$\frac{1}{2}(2I+1)$ $(2i+1)$	$\frac{1}{2}(2I'+1)$ $(2i'+1)$	$\alpha_{180°}$	$N_{180°}$
$^{7}_{3}Li + t \rightarrow {}^{6}_{2}He + \alpha$	$\frac{1}{2} \times 4 \times 2$	$\frac{1}{2} \times 1 \times 1$	1/2	1
$^{10}_{5}B + t \rightarrow {}^{9}_{4}Be + \alpha$	$\frac{1}{2} \times 7 \times 2$	$\frac{1}{2} \times 4 \times 1$	2	2
$^{12}_{6}C + t \rightarrow {}^{11}_{5}B + \alpha$	$\frac{1}{2} \times 1 \times 2$	$\frac{1}{2} \times 4 \times 1$	1	1
$^{16}_{8}O + t \rightarrow {}^{15}_{7}N + \alpha$	$\frac{1}{2} \times 1 \times 2$	$\frac{1}{2} \times 2 \times 1$	1	1

On voit d'après nos résultats qu'il est possible de déterminer le pourcentage d'effets directs dans le cas de $^{7}_{3}Li + t$ et $^{12}_{6}C + t$. Dans le cas de $^{10}_{5}B + t$ on peut établir la courbe de distribution de probabilité mais comme l'accroissement du nombre de voies tend à réduire l'étalement de la courbe de probabilité $P(\sigma)$, la détermination de z devient

moins certaine. Dans le cas de l'oxygène il faut pour mesurer les fluctuations à 180° faire des pas inférieurs à 50 keV.

Variation de $\bar{\sigma}$

Il se superpose aux fluctuations de $(\frac{d\sigma}{d\Omega})$ à 180° un autre phénomène qui est la variation lente de $(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega})$ à 180° en fonction de l'énergie. Ce qui va donner une distribution de probabilité différente en fonction de l'énergie d'excitation. Pour pouvoir réaliser une statistique étendue à tout le spectre nous avons fait les hypothèses suivantes (où nous écrivons σ au lieu de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour simplifier les expressions).

1) le pourcentage d'effet direct ne varie pas en fonction de l'énergie

- le pourcentage $\frac{\bar{\sigma}_c}{\bar{\sigma}}$ ne varie donc pas

2) on obtient $\bar{\sigma}$ par lissage de la courbe différentielle en numérotant les pas 0 1 2 3 .... i j k ...

avec $\sigma_j = \frac{\sigma_j}{2} + \frac{\sigma_i + \sigma_k}{4}$ et ceci point par point.

Calculons à une énergie donnée la probabilité $p(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}})$ d'avoir un écart $\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}$ compris entre $\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}$ et $\frac{\delta\sigma + d(\delta\sigma)}{\bar{\sigma}}$. C'est la même que d'obtenir σ compris entre $\bar{\sigma}$ et $\sigma + d\sigma$.

$$\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma - \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma}{\bar{\sigma}} - 1$$

$$d\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right) = \frac{d\sigma}{\bar{\sigma}} = \frac{d\sigma}{\bar{\sigma}_c\,(1+y)}$$

$$P(\sigma)\,d\sigma = p\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right) \cdot d\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right) = p\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right) \cdot \frac{d\sigma}{\bar{\sigma}}$$

$$P(\sigma)\,d\sigma = \frac{e^{-(x+y)}\,J_0(2i\sqrt{x}\sqrt{y})\,d\sigma}{2\,\bar{\sigma}_c} = p\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right)\cdot\frac{d\sigma}{\bar{\sigma}_c(1+y)}$$

donc $p(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}) = \frac{y+1}{2}\,G(x)$ avec $G(x) = e^{-(x+y)}J_0(2i\sqrt{x}\sqrt{y})$

Le nombre d'échantillons $\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}$, obtenus quelle que soit l'énergie pour une valeur de $\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}$, comprise entre $\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}$ et $\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}} + d(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}})$ et pour y fixé, constant sur tout le spectre, est égal à

$$N\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right)d\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right) = \int_{E_1}^{E_2}\frac{y+1}{2}\,G(x)\,d(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}})\,dE$$

$$= \frac{y+1}{2}\,G(x)\,d\left(\frac{\delta\sigma}{\bar{\sigma}}\right)\int_{E_1}^{E_2} dE$$

$\int_{E_1}^{E_2} dE$ est un facteur indépendant de $\bar{\sigma}$. Nous n'aurons à en tenir compte que dans la normalisation. Mais de toute façon nous réaliserons la normalisation sur les données expérimentales.

Donc pour obtenir la courbe de probabilité de $\frac{d\sigma}{\bar{\sigma}}$, il suffit de tracer G(x) en fonction de $\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma-\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma}{\bar{\sigma}} - 1$

Détermination du taux d'effets directs z

Nous avons comparé la statistique des résultats expérimentaux

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}175° - \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}175°}{\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}175°}$$

avec les statistiques théoriques.

Nous avons recherché la meilleure valeur de z en évaluant χ^2 pour chaque courbe théorique donnée en fonction de z y variant de 0 à 0,98.

Le choix est en général facilité parce que l'étalement des valeurs de $\frac{\delta\sigma}{\sigma}$ varie beaucoup quand z varie même dans le cas où $\delta z = 1/100$

Nous en verrons les applications dans chaque cas particulier.

Fluctuations aux autres angles

Dans le cas des angles moyens, le nombre de voies N croît. Pour ^{10}B + t par exemple il est égal à 28. On démontre que, en toute première approximation (Pa65) la courbe de distribution σ pour une valeur donnée de $\bar{\sigma}$ est :

$$P(\sigma) = \frac{e^{-(x+y)}}{\bar{\sigma}_c} \left(2 N x\right)^{N-1} \frac{J_{N-1}(2iN \sqrt{x}\sqrt{y})}{(2\sqrt{x}\sqrt{y})^{N-1}}$$

Les distributions de fluctuation se resserent alors autour de la valeur 0 au fur et à mesure que N augmente et la détermination de y devient impossible à moins d'avoir une statistique expérimentale comprenant un nombre extrêmement grand d'échantillons.

Cependant dans quelques cas particuliers nous avons comparé les largeurs expérimentales de la distribution de

$$\frac{\delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta}{\left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega}\right)_\theta} \quad \text{et } \theta \neq 175° \quad \text{avec celles de la distribu-}$$

tion de $\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{175°}}$. Ceci nous a permis un contrôle qualitatif de la détermination de z.

Détermination de $k\sigma_{tot} = f(E)$

Si nous portons $\sigma_{tot} = f(E_t)$ nous obtenons la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie incidente (à un facteur près). Mais l'intégration de la courbe $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$ sur tout le domaine de variation de θ ne nous donne qu'une valeur relative de la section efficace intégrée à l'énergie considérée. En particulier la valeur absolue de cette section est théoriquement $4\pi A_o$ où A_o est le terme constant de la somme des polynômes. Il faut normaliser sur la valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à 90° et mesurer la courbe d'excitation $\frac{d\sigma}{d\Omega}(90°) = f(E)$.

Cependant une simple normalisation aboutit à retrouver sur la courbe de section efficace intégrée les fluctuations de la courbe $\frac{d\sigma}{d\Omega}(90°)$. Dans ces conditions nous avons lissé cette dernière, les fluctuations à 90° étant de toutes façons faibles pour les raisons énumérées plus haut et d'autre part nous savons que la section relative à une énergie donnée est elle-même une moyenne puisque

1°) la distribution angulaire a été obtenue par trois séries de mesures différentes.

2°) la décomposition en polynômes de Legendre sur plusieurs séries de mesures supprime les fluctuations à un angle donné.

Nous avons donc procédé de la manière suivante : pour une énergie donnée nous avons relevé le coefficient a_o du lissage donnant le meilleur test en χ^2 et nous l'avons multiplié par

$$\left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{90°} \right\rangle = S \qquad \text{soit} \qquad K\sigma_{tot} = S\, a_o$$

$$\Delta(k\sigma_{tot}) = \pm \sqrt{S^2 (\Delta a_o)^2 + a_o{}^2 (\Delta S)^2}$$

L'erreur Δa_o sur a_o est donné par le programme de lissage et l'erreur ΔS est l'erreur expérimentale sur une seule mesure.

Il est difficile de donner une estimation de l'erreur systématique sur la section efficace totale. Nous devons être très prudents dans l'interprétation de ces résultats. En général nous n'avons en effet aucune mesure aux angles inférieurs à 25°. Il nous est donc impossible d'estimer l'erreur systématique que nous faisons en intégrant la courbe de distribution angulaire extrapolée jusqu'à 0° par la formule de décomposition en polynômes de Legendre. D'autre part, il est nécessaire de faire un choix de l'ordre des polynômes avant intégration. Ce choix ne se fait pas toujours sans ambiguité, par le seul examen du test en χ^2. Mais nous avons constaté que lorsqu'il y a ambiguité, les coefficients a_o des différents lissages possibles diffèrent d'une quantité qui est toujours comprise dans les limites des erreurs expérimentales définies ci-dessus (< 10 %).

C H A P I T R E II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A) LA REACTION $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ + 9,834 MeV

1) LES CIBLES
2) ANALYSE DES SPECTRES
3) COURBES D'EXCITATION
4) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES
5) SECTION EFFICACE INTEGREE

B) LA REACTION $^{10}B(t,\alpha)^{9}Be$ + 13,326 MeV

1) LES CIBLES
2) SPECTRES TYPE
3) COURBES D'EXCITATION
4) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ET SECTIONS EFFICACE INTEGREE

C) LA REACTION $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$ + 3,857 MeV

1) LES CIBLES
2) COURBES D'EXCITATION
3) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES
4) SECTION EFFICACE INTEGREE

D) LA REACTION $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ + 7,687 MeV

1) LES CIBLES
2) COURBES D'EXCITATION
3) DISTRIBUTION ANGULAIRES
4) SECTION EFFICACE INTEGREE

A. LA REACTION $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ + 9,834 MeV

1. Les cibles

Les cibles de lithium 7 sont obtenues par évaporation sous vide de lithium métallique dont la proportion en lithium 7 est garantie à 99,99 % (fournisseur Oak Ridge). Les supports sont en formvar mince (2,5 g de formvar par litre de solvant) ou en carbone sans support.

Nous n'avons jamais été gênés par une contamination éventuelle de lithium 6 dans nos cibles bien que la réaction $^{6}Li + t \rightarrow 2\alpha + n + 16,118$ MeV donne des continuums importants de particules α dont la limite supérieure en énergie atteint 14 MeV pour des tritons incidents de 3,25 MeV.

La section efficace de cette réaction est faible par rapport à celle que nous étudions.

Les épaisseurs des cibles et des supports utilisés ont été mesurés par trois méthodes :

a) le déplacement du seuil de neutrons des réactions $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ et $T(p,n)^{3}He$.

b) le déplacement du pic des α de 8,78 MeV du polonium 212.

c) le déplacement du pic de résonance de la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ à 992 keV.

Nous avons reporté ci-dessous les valeurs moyennes des épaisseurs des cibles que nous avons utilisées. Ces épaisseurs sont données en keV et correspondent à la perte d'énergie subie par un faisceau de protons de 1 MeV.

Formvar	3 keV
Carbone sans support	5 keV
Lithium sur carbone	15 keV
Lithium sur formvar	15 keV

2. ANALYSE DES SPECTRES OBTENUS A UNE ENERGIE ET UN ANGLE DONNES

La figure n° 7 montre un spectre obtenu avec une cible de lithium 7 sur formvar à 3,25 MeV et pour un angle d'observation de 70°.

Le groupe monocinétique contaminant $^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$, isolé dans le cas de la figure, est gênant pour les angles compris entre 40° et 50°, et dans tout le domaine d'énergie incidente, car il se confond partiellement ou totalement avec le groupe $^{7}Li(t,\alpha_o)^{6}He$ étudié. Il y a sur la figure n°7 deux pics correspondant à la réaction $^{7}Li(t,\alpha_o)^{6}He$ le pic de droite étant composé d'α, celui de gauche d'^{6}He. Par contre on n'isole que les pic des α pour la réaction $^{7}Li(t,\alpha_1)^{6}He^{*}$, $^{6}He^{*}$ étant excité à 1,80 MeV.

Pour des α d'énergie inférieure on observe un continuum intense, d'intensité décroissante jusqu'aux énergies correspondant à ce niveau. Les pics monocinétiques superposés à ce continuum proviennent des réactions de contamination.

On remarque aux environs de 3,9 MeV, le pic où viennent s'accumuler les protons d'énergie supérieure, à cause de la faible profondeur de la zone désertée du détecteur.

Dans aucun de nos spectres, nous n'avons trouvé une évidence quelconque pour l'existence de niveaux excités de l'hélium 6 supérieurs à 2 MeV. En ce qui concerne un niveau présumé vers 3,4 MeV (De52) (Al54) (Al60), il est difficile par cette réaction et dans notre domaine d'énergie, de mettre en évidence d'une façon sûre le pic des α, car ce pic, s'il existait, serait toujours très voisin de celui des

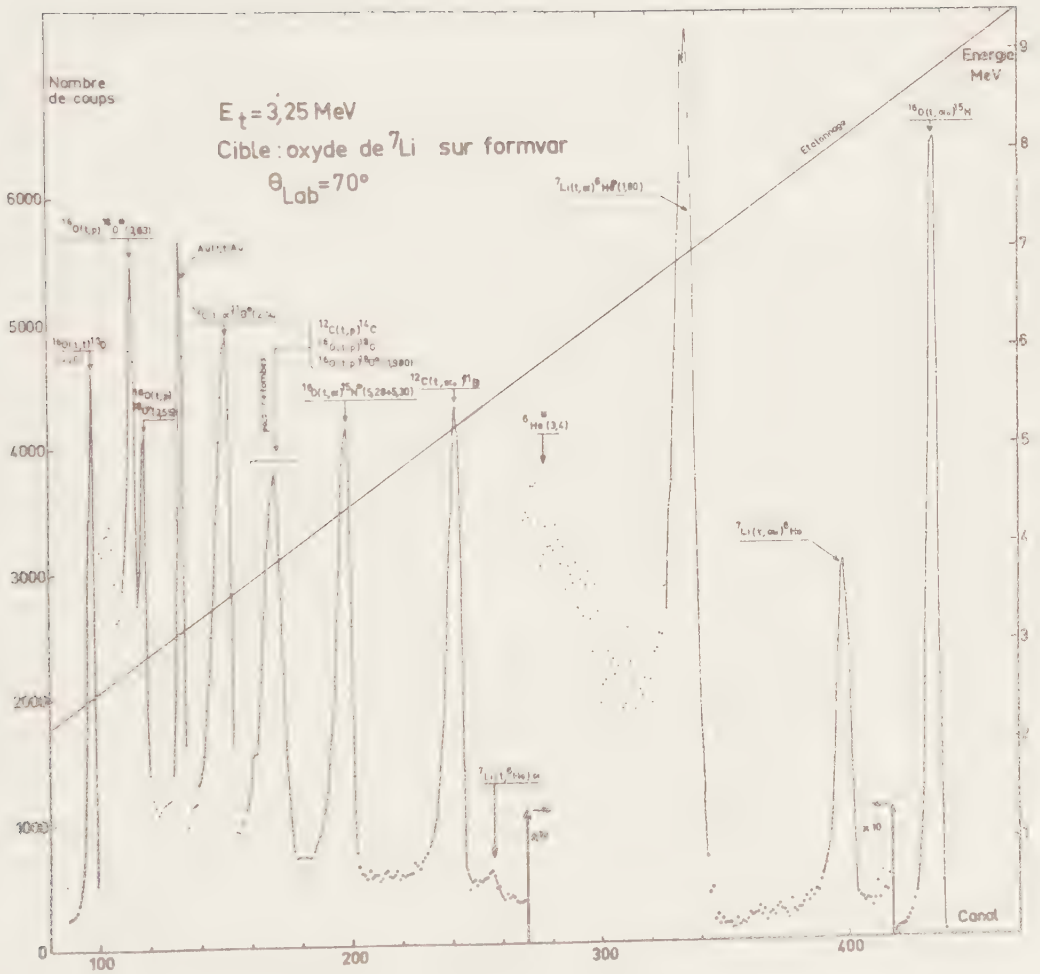


Figure 7

Exemple de spectre obtenu pour la réaction $^{7}Li + t$

reculs d'hélium 6 du niveau fondamental.

Nous avons reporté, sur la figure l'emplacement éventuel de ces α, marqué $^{6}He^{*}$ (3.4). L'étude de la même réaction (Aj65), avec des tritons incidents de 13 MeV et à l'aide du spectrographe magnétique pluriangulaire d'Aldermaston n'a pas non plus permis de retrouver de niveau à 3,4 MeV, ni aucun autre niveau excité de ^{6}He au-dessous de 12 MeV.

En ce qui concerne le groupe des α du premier niveau excité de ^{6}He à 1,797 MeV, nous voyons sur la figure n° 7 qu'à 3,25 MeV la section efficace de formation est de l'ordre de 2,5 fois plus grande que celle du niveau fondamental et que ce niveau a une largeur de l'ordre de 130 keV. Cette largeur avait déjà été déterminée dans une expérience précédente par notre équipe (Sp62) (Ma 62) et nous l'avions évaluée à une valeur comprise entre 100 et 200 keV. Ajzenberg-Selove et collaborateurs ont donné la valeur plus précise de 113 ± 20 keV (Aj65).

Comme dans aucun de nos spectres nous n'avons observé les reculs d'hélium 6 correspondant au niveau de 1,797 MeV, nous nous sommes appliqués en collaboration avec J. et I. LINCK à déterminer avec précision le type de décomposition de cet état (Li65).

Si l'existence de ce niveau était bien établie quand nous avons commencé ce travail, ses paramètres et ses modes de décomposition étaient mal connus. C'est probablement un état 2^{+} qui peut se décomposer par émission gamma, tripartition ou bipartition (phénomène limite qui ne peut être dû qu'à la largeur de l'état fondamental de ^{5}He). Un premier travail à 270 keV nous avait permis de montrer que la tripartition était le phénomène dominant (Ma62) ; nous avons repris cette étude à une énergie de 2 MeV et par analyse bidimensionnelle des particules alpha primaires et des alpha et ^{6}He en coïncidence; nous avons montré que $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\alpha} \leq 2.10^{-6}$

et donné la limite inférieure de la vie moyenne pour la décomposition gamma soit 10^{-15} sec alors que la vie moyenne pour la décomposition en particules est de 10^{-21} sec. La décomposition de l'hypéron ${}^{7}_{\Lambda}He$ ne semble pas être en contradiction avec notre mesure mais les résultats obtenus à haute énergie sont de statistique faible (Ra64) (Pn62)(Le63).

3. COURBES D'EXCITATION

En ce qui concerne la réaction ${}^{7}Li(t,\alpha_0){}^{6}He$, CREWS (Cr52) a mesuré la courbe d'excitation à 90° et 165°, et pour des énergies de tritons comprises entre 0,6 et 2,3 MeV.

Nous avons complété et précisé ces mesures à quelques angles.

L'énergie d'excitation du béryllium 10 que nous atteignons par la réaction ${}^{7}Li + t$ est comprise entre 18,2 et 19,5 MeV. Il n'existe aucune autre réaction induite par particules chargées permettant l'étude de ce domaine par des accélérateurs de basse énergie. Si nous déterminons la largeur de cohérence dans cette zone d'excitation nous voyons qu'elle est de l'ordre de 300 keV pour un ${}^{10}Be$ excité à 19 MeV. Nous avons utilisé pour le déterminer l'équation de la courbe moyenne

$$\Gamma = K \exp -\sqrt{\frac{19A}{U}} \qquad \text{(Ma66)}$$

Pour déterminer le taux des fluctuations et en déduire le pourcentage d'effets directs nous avons effectué des courbes d'excitation à plusieurs angles depuis 1,5 MeV environ jusqu'à 3,5 MeV par pas de 50 keV et par pas de 20 keV dans la région du maximum très large vers 1,75 MeV (fig. 8). La mesure d'un point durait de une heure et demi à deux heures. La charge intégrée était supérieure ou égale à 70 µc, valeur de normalisation choisie, pour notre courbe. Dans ces conditions le nombre de coups intégré était supérieur à 500. Nos mesures sont données en unités arbitraires (échelle de gauche). Pour

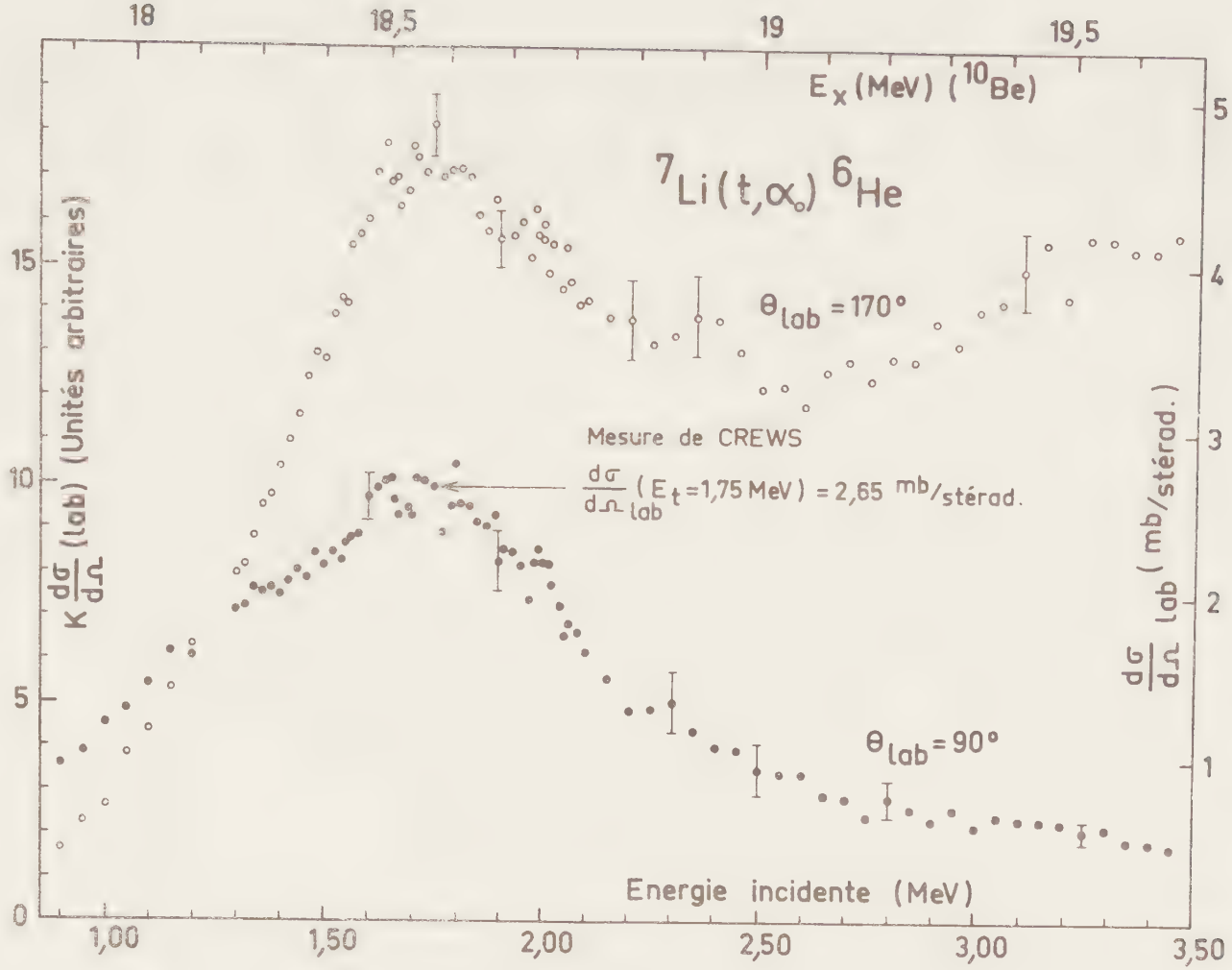

18
18,5
19
19,5
E_x (MeV) (^{10}Be)
^{7}Li(t,α_0) ^{6}He
θ_{lab} = 170°
Mesure de CREWS
$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{lab}$ (E_t = 1,75 MeV) = 2,65 mb/stérad.
θ_{lab} = 90°
K $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (lab) (Unités arbitraires)
$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{lab}$ (mb/stérad.)
Energie incidente (MeV)
0
5
10
15
1
2
3
4
5
1,00
1,50
2,00
2,50
3,00
3,50

Figure 8

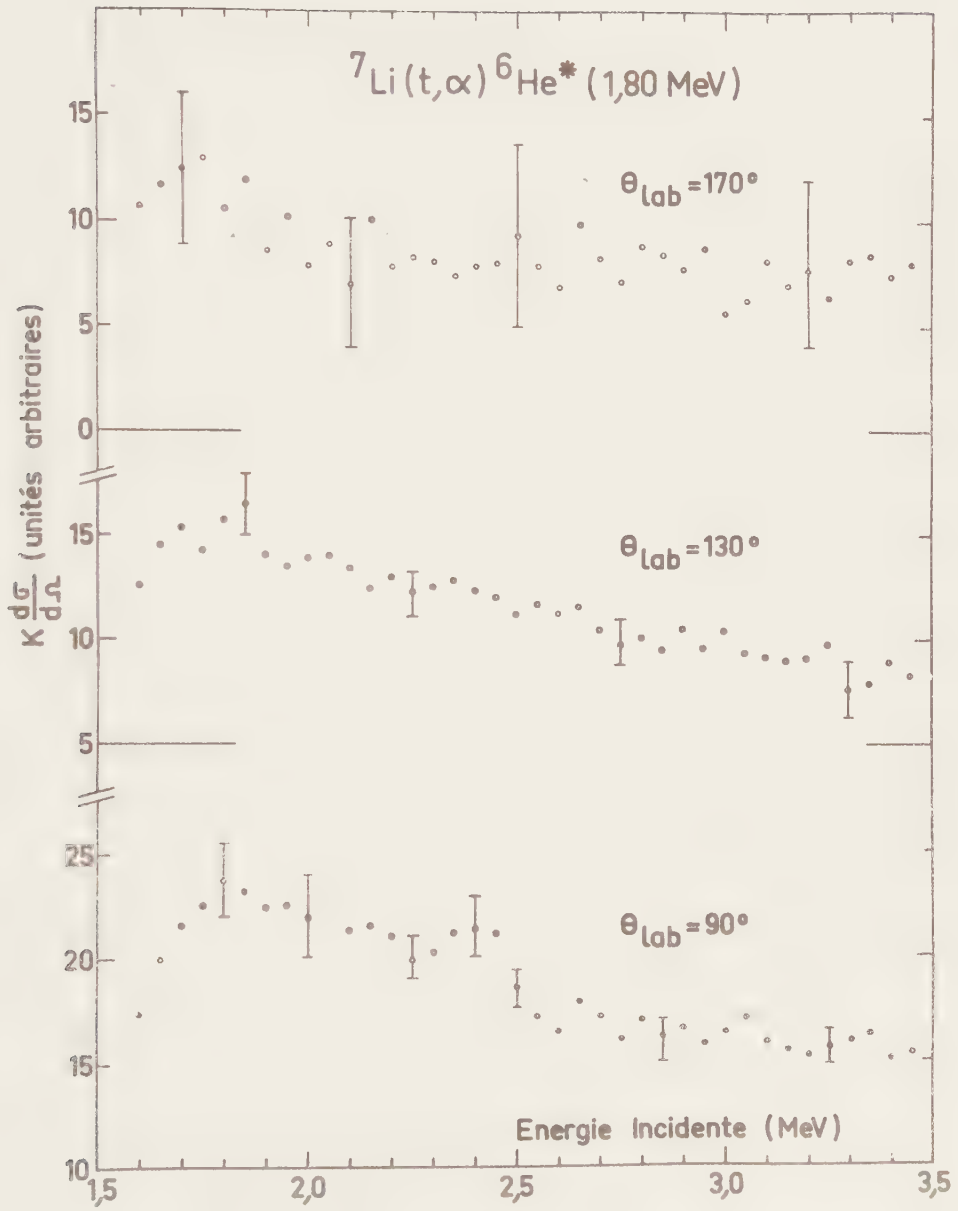


Figure 9

Section efficace différentielle de la réaction $^7Li(t,\alpha)^6He$ (1,80 MeV) en fonction de l'énergie incidente à un angle donné.

ne pas surcharger la figure nous n'avons reporté que quelques barres d'erreur, donnant une idée de leur importance. Le seul test en χ^2 correct pour la détermination du taux d'effet direct a été obtenu (par la méthode décrite ci-dessus) pour z = 0,98 . La probabilité de trouver χ^2 supérieur à celui donné par notre étude est de 50 %, ce qui est excellent.

Nous avons de plus vérifié qu'à 90° les fluctuations se répartissent sur une distribution plus étroite. Déjà à 160° l'étalement est plus de dix fois plus faible qu'à 175°.

L'erreur expérimentale est du même ordre que les fluctuations. Mais la première a été très certainement surestimée et comporte dans le cas des courbes d'excitation des erreurs systématiques qui ont toujours le même sens.

CREWS a mesuré la section efficace différentielle à 90°. Pour une énergie de 1,75 MeV il trouve :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{lab} = 2,65 \text{ mb/st.}$$

Nous avons alors normalisé nos mesures par rapport à ce point (échelle de droite).

A part la structure très large vers 1,75 MeV déjà signalée, nous n'observons aucune bosse statistiquement valable entre 0,9 et 3,5 MeV à 90° ou 170°.

La mesure de la courbe d'excitation des α laissant ^{6}He dans l'état de 1,80 MeV confirme ces observations directes.

Nous donnons sur la figure n° 9 la variation de la section efficace différentielle relative de cette réaction aux angles de 90°, 130° et 170° et pour le domaine d'énergie compris entre 1,7 MeV et 3,5 MeV. La comparaison de ces courbes avec celles de la figure n° 8 suscite deux remarques.

a) le rapport à un angle donné entre les rendements au maximum à 1,8 MeV et à 3 MeV est beaucoup plus faible pour α_1 que pour α_0. Du côté des basses énergies par contre nous avons des mesures isolées autour de 1 MeV qui ont montré que le rapport des sections efficaces différentielles à 1,8 MeV et 1,0MeV sont équivalentes pour les deux groupes.

b) il apparaît un léger maximum à 2,40 MeV mais de faible statistique.

Les grandes barres d'erreur à 170° proviennent de la difficulté d'isoler un pic aux grands angles du fond continu des α de la réaction globale $^{7}Li + t \rightarrow 2\alpha + 2n + 8,867$ MeV et aussi de la proximité des pics de protons de la réaction $^{16}O(t,p)^{18}O + 3,706$ MeV.

Cependant là aussi nous pensons que l'erreur a été surestimée. En effet dans notre évaluation du taux de fluctuation aux grands angles, cette erreur aurait normalement dû étaler la courbe de distribution de $\frac{\delta\sigma}{\sigma}$ et nous donner un pourcentage apparent moins grand d'effets directs.

LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Dès 1954, ALMQVIST et collaborateurs (Al54a) ont mesuré les distributions angulaires de la réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ à 0,24 MeV de tritons incidents. Ils ont pu confirmer l'hypothèse du spin 0+ du niveau fondamental de ^{6}He, et attribuer au premier niveau excité à 1,80 MeV, le spin 2^+.

En 1961, SPYNS (Sp62) dans notre groupe, a repris ces mesures pour une énergie de tritons de 0,27 MeV et avec une technique plus précise, permettant notamment des mesures

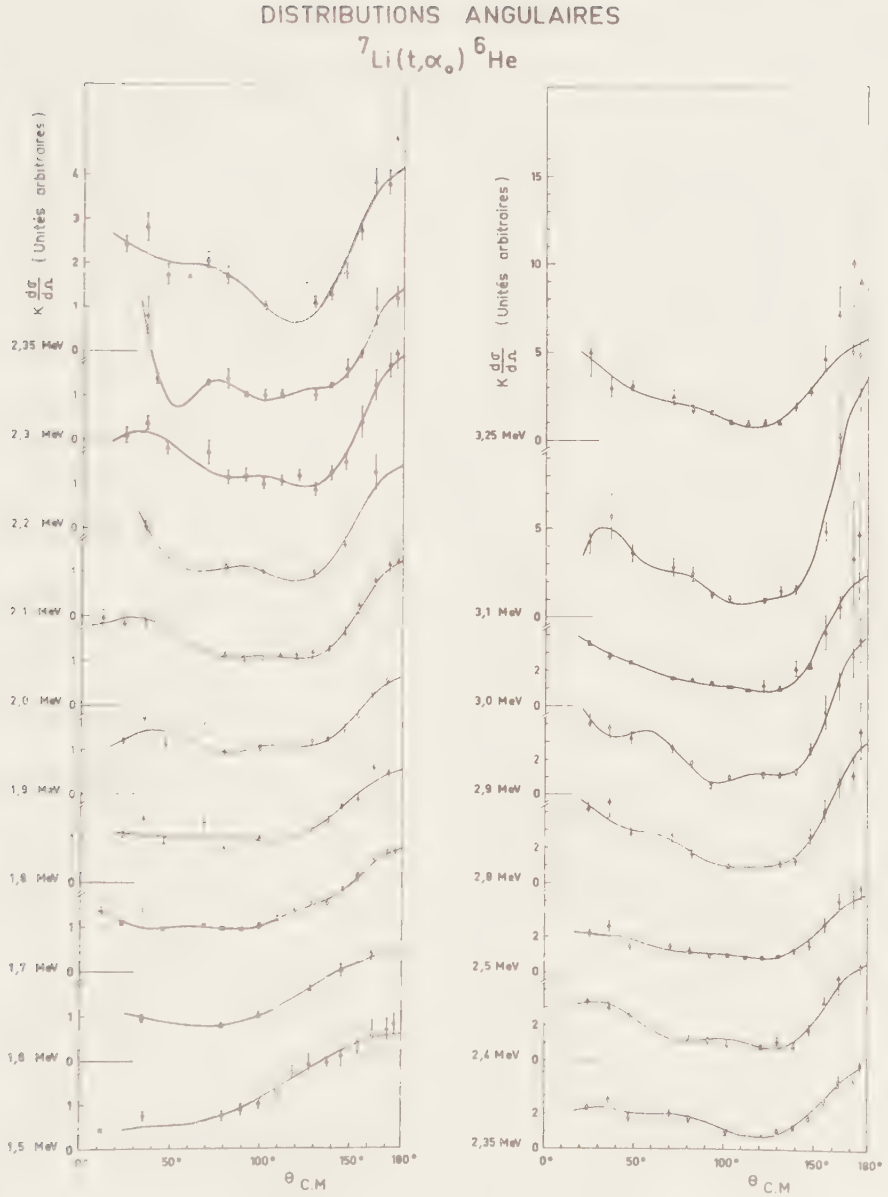


Figure 10

Les courbes en trait plein représentent les lissages p.
test χ^2 et décomposition en polynômes de Legendre.

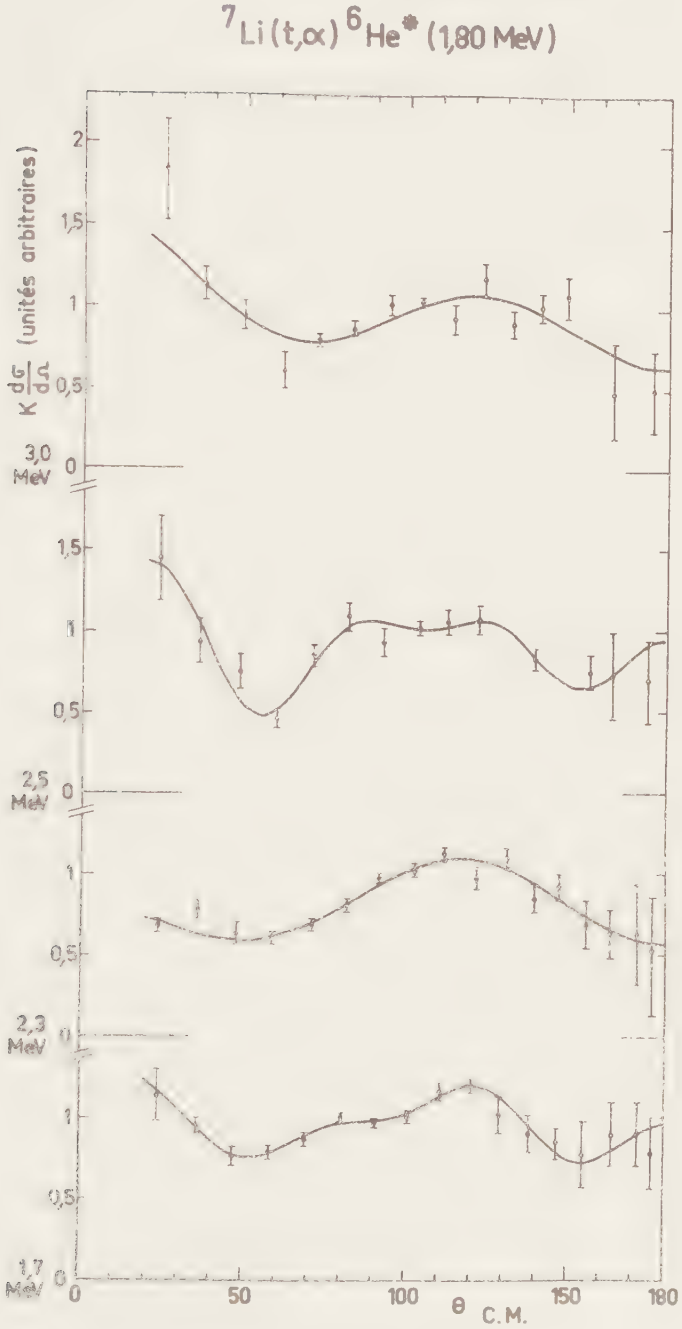


Figure 11

Les traits pleins représentent les lissages

entre 0 et 150° (les mesures d'ALMQVIST étaient limitées entre 41 et 139°). Ces résultats sont en parfait accord avec ceux d'ALMQVIST.

A 0,27 MeV, la distribution angulaire correspondant au niveau fondamental de ^{6}He est anisotrope avec un maximum à 90°, suivant la loi

$$W(\theta) = 1 - (0,67 \pm 0,06)\cos^2\theta$$

La distribution angulaire correspondant au niveau de 1,80 MeV par contre est isotrope aux erreurs expérimentales près.

HOLMGREN et collaborateurs (Ho61) ont mesuré ces mêmes distributions angulaires pour des énergies incidentes de tritons de 1,15 - 1,50 - 1,75 et 1,95 MeV. Le maximum que nous avions observé à 90° et à 0,27 MeV apparaît à 140° pour 1,15 MeV, pour donner une remontée franche vers l'arrière à partir de 1,75 MeV. En même temps apparaît un maximum relatif aux environs de 35°.
Sur la figure 10 nous donnons nos propres mesures de distributions angulaires pour la réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ dans l'état fondamental. Nous avons mesuré les sections efficaces différentielles relatives de 1,5 à 3,25 MeV par pas de 100 keV ou exceptionnellement 50 ou 150 keV. Les courbes ont été lissées par test en χ^2 et décomposition en polynômes de Legendre. Les courbes en trait plein, sur la figure, représentent les lissages.

La mesure d'une distribution angulaire durait de 8 à 15 heures suivant la région d'énergie incidente.

Remarquons tout d'abord que le manque de points expérimentaux aux environs de 50° provient de l'impossibi-

lité dans cette région de séparer les particules α de la réaction étudiée de celles provenant de la réaction de contamination $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$.

L'allure générale des distributions angulaires est conservée entre 1,8 et 2,3 MeV. A partir de cette énergie et jusqu'à 3,25 MeV, la remontée vers l'arrière s'accentue ainsi que le maximum relatif vers 30°. Un minimum aux environs de 135° apparaît à 2,35 MeV et se conserve jusqu'à 3,25 MeV.

F.AJZENBERG-SELOVE a observé à 12,97 MeV d'énergie incidente un maximum important à 0° (Aj65). Nous n'avons pas pu faire de mesure aux angles très faibles à cause de la géométrie de notre expérience mais de toutes façons la structure de la courbe à basse énergie doit être très différente. Inversement il faut remarquer que les mesures par spectrographe magnétique d'AJZENBERG-SELOVE ne permettent pas d'accéder aux angles supérieurs à 140°. Il est donc impossible de savoir si la forte remontée vers l'arrière que nous observons entre 135° et 176° subsiste à cette énergie. En parallèle de notre travail, un des chercheurs de notre groupe est en train de mettre au point un spectrographe magnétique qui permettra les mesures aux petits angles. Couplé avec les détecteurs à jonction (pour les grands angles), il permettra de préciser les caractéristiques propres de toutes les réactions induites par particules de masse 3.

En ce qui concerne les distributions angulaires des particules alpha laissant ^{6}He dans son niveau de 1,80 MeV, nous donnons sur la figure n° 11 nos mesures aux énergies de 1,7 MeV, 2,3 MeV, 2,5 MeV et 3 MeV ainsi que les lissa-

ℓ voie d'entrée	J composé	voie de sortie	valeur maximum de 2L
$\ell = 0$	1^-	$\ell = 1$	1
$\ell = 1$	0 2^+	$\ell = 0$ $\ell = 2$	0 2
$\ell = 2$	1 3	$\ell = 1$ $\ell = 3$	2 4

TABLEAU N° I

Ordre maximum des polynômes de Legendre pour la réaction $^{7}Li + t \rightarrow \alpha + {}^{6}He$ dans le mécanisme de formation du noyau composé

(La valeur de 2L obtenue par décomposition en polynômes de Legendre est en général supérieure ou égale à 5)

E_t MeV	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7
1,50							
1,60	-0,54 ± 0,06						
1,70							
	-0,12 ± 0,05						
2,00	0,06 ± 0,06						
2,10	0,18 ± 0,11						
2,20	0,13 ± 0,05		0,39 ± 0,09	0,27 ± 0,10	-0,43 ± 0,10		
2,30	0,10 ± 0,06	0,58 ± 0,09	-0,29 ± 0,09	0,36 ± 0,09			
2,35	0,24 ± 0,05	-0,61 ± 0,09	0,49 ± 0,09				
2,40	0,32 ± 0,08	0,93 ± 0,12	-0,40 ± 0,16	0,44 ± 0,15	-0,70 ± 0,14		
2,50	0,11 ± 0,06	0,76 ± 0,08	-0,49 ± 0,10	0,37 ± 0,10	-0,38 ± 0,10		
2,80	0,45 ± 0,12	1,07 ± 0,18	-0,49 ± 0,18	0,71 ± 0,17			
2,90	0,43 ± 0,11	1,09 ± 0,16	-0,67 ± 0,19	0,47 ± 0,20	-0,11 ± 0,18	0,90 ± 0,17	
3,00	0,22 ± 0,03	1,11 ± 0,04	-0,57 ± 0,05	0,75 ± 0,59	-0,41 ± 0,06	0,25 ± 0,07	
3,10	0,19 ± 0,12	1,01 ± 0,16	-1,15 ± 0,21	0,47 ± 0,23	-0,90 ± 0,25	0,03 ± 0,35	-0,79 ± 0,29
3,25	0,43 ± 0,10	0,95 ± 0,18	-0,37 ± 0,18	0,59 ± 0,16			

Tableau II

Réaction $^{7}Li(t,\alpha_o)^{6}He$

Coefficients des polynômes de Legendre obtenus après lissage des points expérimentaux

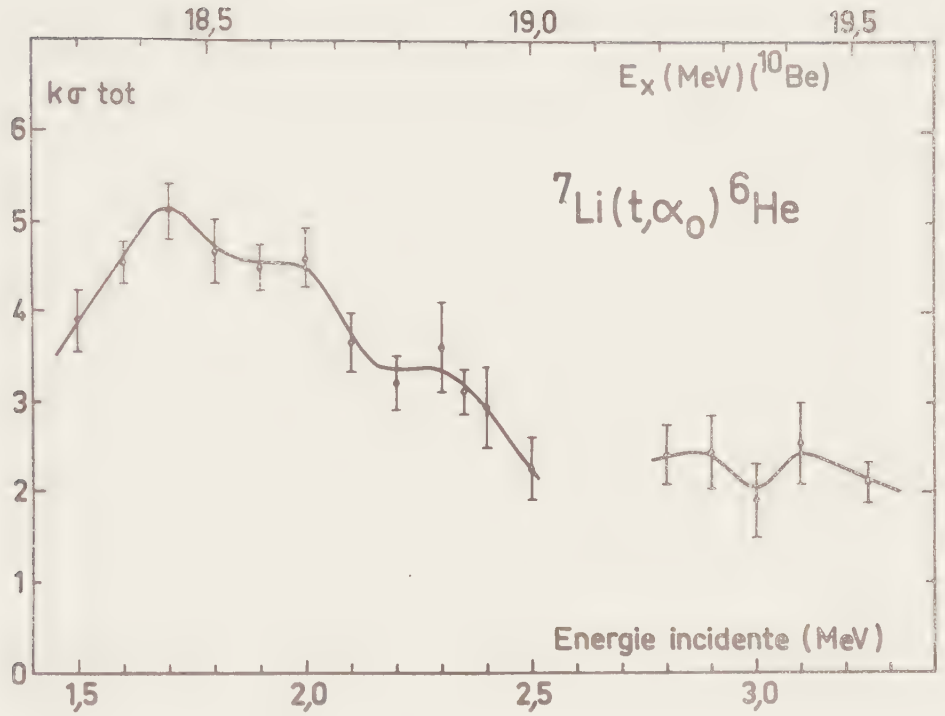


Figure 12

Section efficace intégrée de la réaction ^{7}Li(t,α_0)^{6}He en fonction de l'énergie incidente et de l'énergie d'excitation dans le ^{10}Be.

Le trait plein est destiné à faciliter la lecture de la figure.

ges en polynômes de Legendre. Compte tenu des erreurs expérimentales, ces courbes sont semblables dans le domaine angulaire compris entre 60° et 176°. Aux petits angles, par contre, on observe une remontée importante qui s'accentue lorsque l'énergie incidente augmente.

Nous donnons par ailleurs dans le tableau I les valeurs de l'ordre maximum 2 L des polynômes quand il y a passage par le noyau composé.

Dans le domaine où elles se recouvrent, soit aux énergies inférieures à 2 MeV, nos mesures sont en bon accord avec celles de HOLMGREN et collaborateurs aussi bien pour le niveau fondamental que pour le niveau de 1,80 MeV.

5. SECTION EFFICACE INTEGREE

Comme nous l'avons vu il convient d'être prudent en ce qui concerne la mise en évidence de niveaux dans cette zone d'excitation du ^{10}Be.

Deux résonances à une énergie incidente de tritons de 0,77 MeV et de 1,74 MeV avaient été mises en évidence mais par une mesure de section efficace différentielle, celle des neutrons émis à 0° dans la réaction $^{7}_{3}Li(t,n)$ (La66). Nous avions nous-mêmes en mesurant les neutrons émis à 90° observé un épaulement de la courbe d'excitation de la réaction (t,n) sur ^{7}Li à une énergie incidente de 0,24 MeV (E_x ^{10}Be = 17,41) (Se60).

Nous attachons bien plus d'importance à la courbe de section efficace intégrée.

Pour l'établir nous avons pris les précautions suivantes :

Nous avons lissé la courbe d'excitation à 90° en supprimant les fluctuations statistiques.

Le nombre de voies est de 4 à 90° pour la réaction

considérée, ce qui réduit considérablement les écarts par rapport à ceux obtenus à 175° et qui sont déjà faibles puisque le taux d'effets directs est très grand. Comme d'autre part les sections efficaces différentielles ont été obtenues par trois séries de mesures différentes et que les courbes ont été lissées par décomposition en polynômes de Legendre, on est en droit de supposer que la section intégrée ne comporte pas de fluctuations statistiques et que seules les erreurs expérimentales interviennent.

La courbe obtenue est d'ailleur très peu structurée (fig. 12). Nous observons trois maximums aux énergies incidentes de 1,7, 2,3, et 3 MeV.

Le maximum à 1,7 MeV correspond à la résonance large de 18,47 MeV de ^{10}Be mise en évidence par la mesure de la courbe d'excitation des neutrons émis à 0° par ^{7}Li + t (Cr51) (Va61). Compte tenu de nos erreurs expérimentales et du pas en énergie, seul le pic à 2,3 MeV peut raisonnablement être assimilé à une résonance de ^{10}Be qui serait située vers 18,85 MeV.

Dans cette même région nous observons une variation des coefficients $\frac{a_n}{a_o}$ des polynômes de Legendre dans l'expression des distributions angulaires (tableau II).

B. LA REACTION ^{10}B(t,α)^{9}Be + 13,325 MeV

1. LES CIBLES

Nous avons utilisé des cibles de bore sans support, réalisées au laboratoire suivant une technique décrite par MUGGLETON (Mu61) et améliorée par ERSKINE (Er63). L'éva-

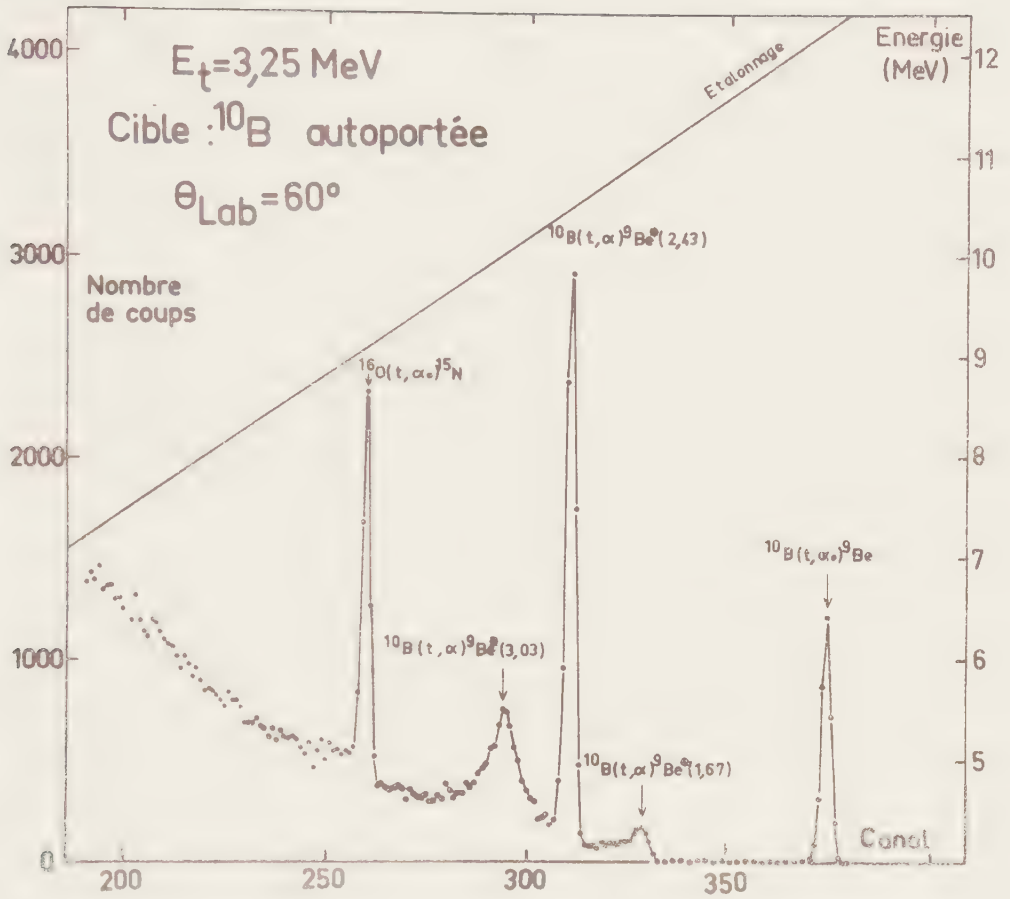


Figure 13

Partie haute énergie d'un spectre obtenu par des tritons incidents sur une cible de bore sans support.

poration du bore est obtenue par jet électronique produit par un canon-diode composé d'un filament circulaire et du creuset en tantale contenant la poudre de bore comprimée. Le chauffage du filament de tungstène de diamètre 0,8 mm est assuré par le passage d'un courant de l'ordre de 60 A et le creuset dont les parois sont refroidies à l'eau, est porté à une haute tension de 5 kV. Le bore est recueilli sur une lamelle de verre, dont la surface a été soigneusement nettoyée puis traitée avec une solution détergente (Teepol). Le décollement se fait par une technique de flottaison sur l'eau, puis le film, d'une surface de 1 cm^2 à peu près, est recueilli sur un porte-cible.

Le produit utilisé pour l'évaporation (fournisseur Oak Ridge) contient 94,4 % de bore enrichi à 92,82 % de bore 10, les principales impuretés étant le carbone et l'oxygène.

L'épaisseur des cibles utilisées dans nos expériences est de l'ordre de 15 keV pour des protons de 1 MeV.

2. SPECTRE TYPE

La figure n° 13 montre la partie haute énergie d'un spectre type obtenu.

On reconnaît facilement les groupes monocinétiques des α laissant le beryllium dans son niveau fondamental et dans le niveau de 2,43 MeV d'excitation ainsi que le groupe plus large correspondant à un niveau de 3,03 MeV. L'existence d'un niveau de 1,67 MeV du ^{9}Be, contestée par plusieurs auteurs, n'est pas confirmée par la présence du pic que nous observons bien que son évolution avec l'énergie incidente et l'angle

d'émission des α soit en accord avec les prévisions cinématiques, car ce pic coïncide avec la limite supérieure du continuum des particules alpha de la réaction globale.

$$^{10}B + t \rightarrow 3\alpha + n + 11,657 \text{ MeV}$$

Une étude est en cours dans notre groupe pour préciser la forme du continuum et mettre en évidence l'existence d'un éventuel niveau excité de ^{9}Be vers 1,7 MeV par d'autres réactions.

Superposé à ce continuum, dont l'importance croît aux faibles énergies des α du spectre, on reconnait le pic de contamination de la réaction $^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$.

3. COURBES D'EXCITATION

HOLMGREN et collaborateurs (Ho63) ont mesuré la section efficace différentielle de la réaction $^{10}B(t,\alpha_o)^{9}Be$ pour des tritons d'énergie comprise entre 0,9 et 2 MeV et pour un angle d'émission de 90°. Nous avons reporté sur la figure n° 14 les mesures de ces auteurs ainsi que nos propres mesures à 90° et 130°, normalisées à la valeur de la section efficace différentielle absolue à 2 MeV :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{lab} (2 \text{ MeV}) = 0,7 \text{ mb/stérad.}$$

Dans le cas de cette réaction la largeur de cohérence est de 300 keV. Nous devrions donc observer des fluctuations statistiques. Mais comme nous l'avons déjà vu le nombre de voies est de 28 pour cette réaction. Ce qui donne évidemment des fluctuations plus faibles.

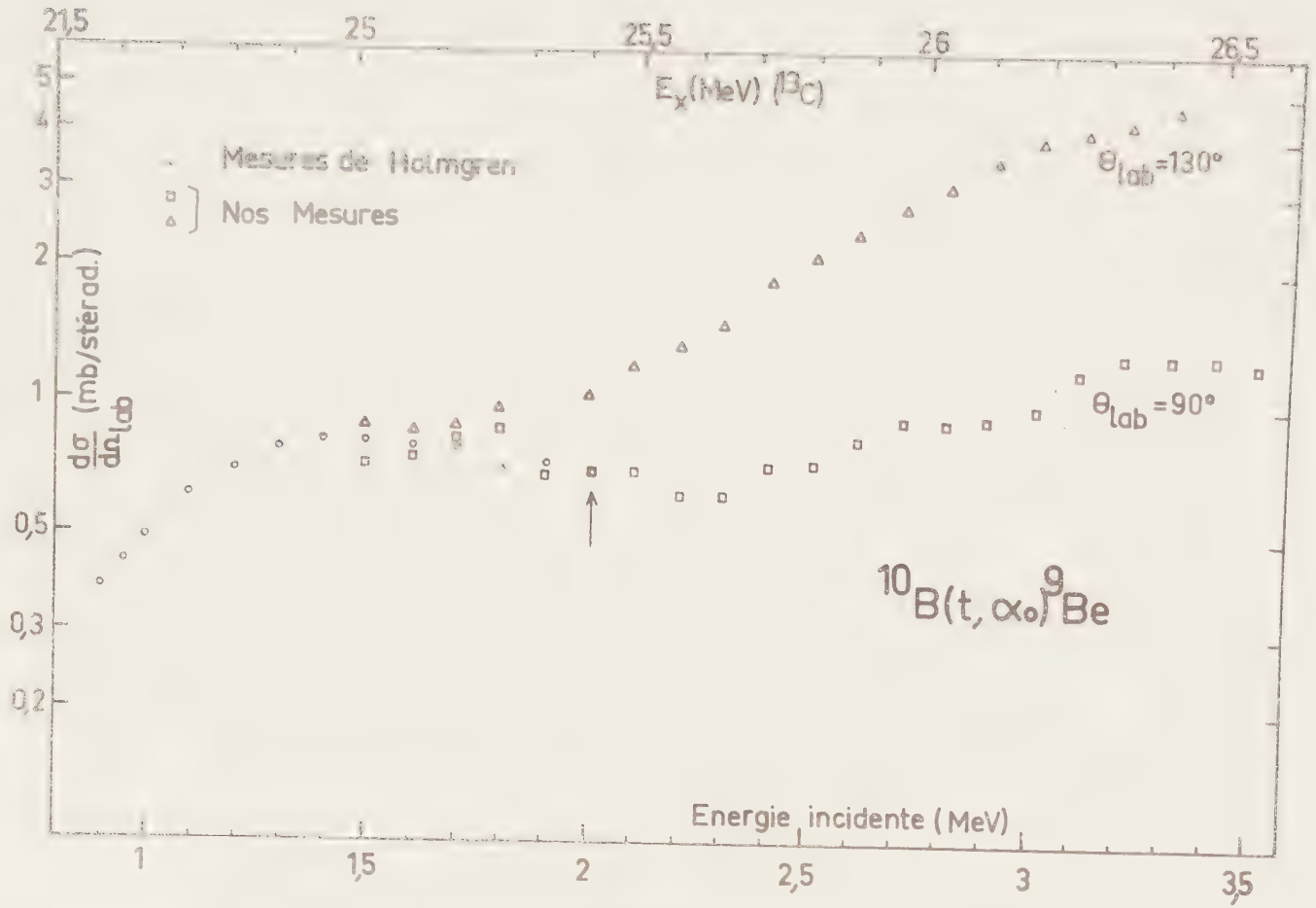


Figure 14

Nos mesures relatives ont été normalisées à la section efficace absolue à 2 MeV mesurée par (Ho63)

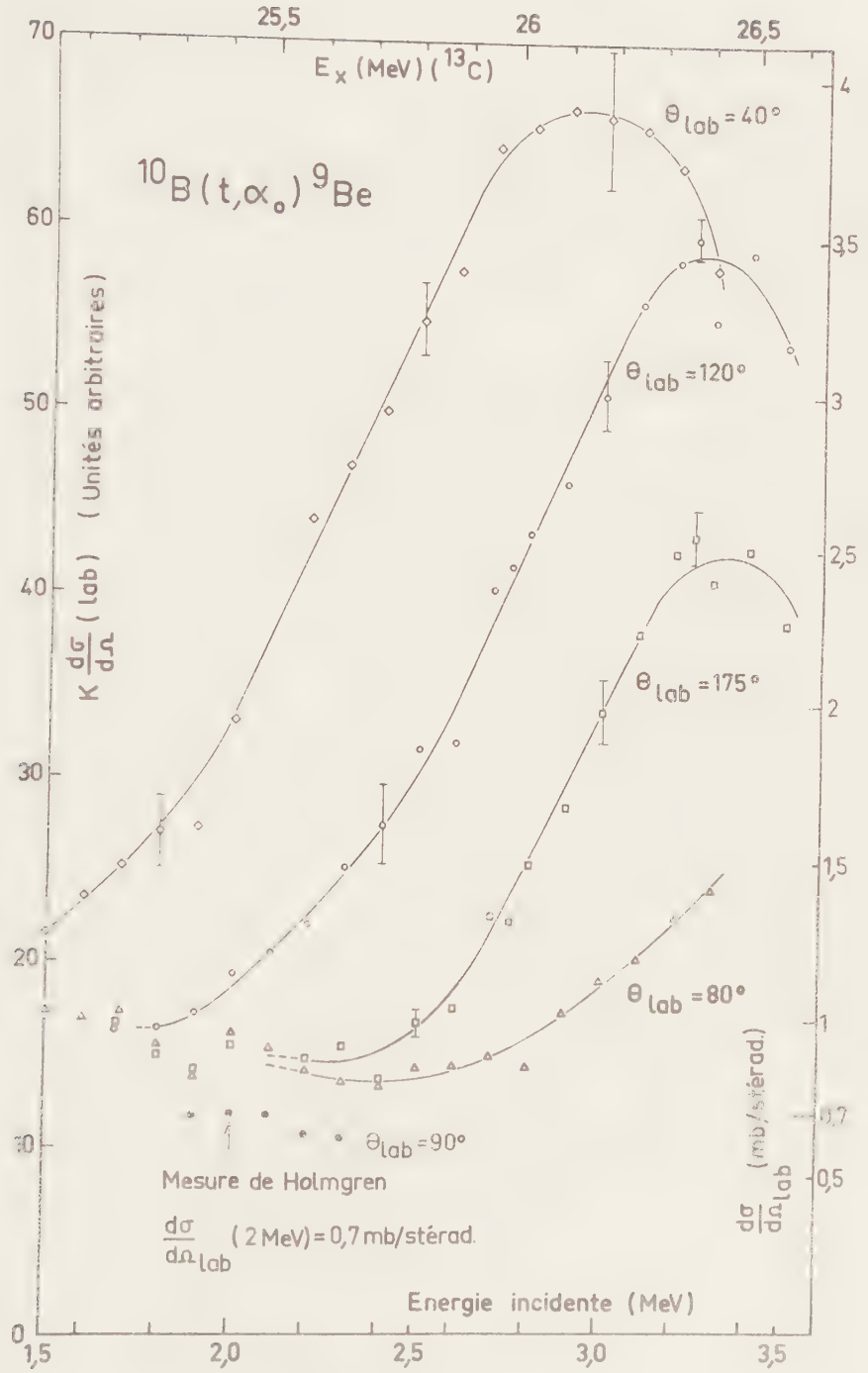


Figure 15

Les courbes en trait plein sont destinées à faciliter la lecture de la figure

En supposant que le taux d'effet direct soit nul on devrait obtenir des fluctuations telles que

$$\left| \frac{\delta\sigma}{\sigma} \right| \simeq 0,25$$

Le fait que les fluctuations sont bien plus faibles nous incline à penser que là aussi il y a une certaine contribution des effets directs. Mais il nous est impossible d'en donner une valeur précise car nous ne disposons pas d'un nombre suffisant d'échantillons.

On voit que ces deux courbes ne présentent aucune structure [illegible], le palier entre 1,5 et 2 MeV correspondant à la valeur de la barrière coulombienne.

Dans le but de contrôler si l'allure monotone de la courbe d'excitation que nous observons se confirme aux autres angles, nous avons fait ces mesures à 40°, 80°, 120° et 175° (fig. 15). Rappelons que nous avons fait des mesures relatives. L'échelle de droite donnant des sections efficaces absolues a été obtenue par normalisation à 2 MeV. Le faisceau de tritons était de l'ordre de 1/100µA pendant l'expérience et nous avons intégré une charge totale de 21µc par point de mesure, ce qui nous donnait de l'ordre de 800 coups dans le pic à l'angle et à l'énergie où le rendement est le plus faible.

Pour des énergies supérieures à 2,8 MeV, on observe des structures très lâches où la position du maximum dépend de l'angle de mesure.

Les courbes passant par les points sont destinées uniquement à faciliter la lecture de la figure. Pour ne pas surcharger la figure, nous n'avons reporté les erreurs expérimentales que pour quelques points.

4. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ET SECTION EFFICACE INTEGREE

Au-dessus de 2 MeV, énergie incidente qui correspond à la barrière de Coulomb, les distributions angulaires présentent une allure caractéristique qui se conserve jusqu'à 3,25 MeV (fig. 16). Un minimum vers 90° est encadré par deux maximums, l'un à 30°, l'autre vers 140°. Lorsque l'énergie augmente de 2,25 à 3,25 MeV, la remontée vers l'arrière prend de l'importance et le rapport

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\ (140°)\ /\ \frac{d\sigma}{d\Omega}\ (30°)$$

passe de 0,8 à 2.

HOLMGREN avait déjà constaté la présence d'un minimum à 90° pour les énergies suivantes : 0,9, 1,5 et 1,95 MeV (Ho63). L'évolution importante de la distribution angulaire entre 1,5 et 1,95 MeV correspond à un méplat dans les courbes de section efficace différentielle en fonction de l'énergie. Dans la région où elles se recouvrent, nos mesures sont en bon accord avec celles de HOLMGREN (fig. 17).

Le tableau III donne les coefficients des polynômes de Legendre obtenus après lissage de nos points expérimentaux. Les coefficients d'ordre 3 et plus sont sensiblement constants lorsque l'énergie varie. Seuls $\frac{a_1}{a_o}$ et $\frac{a_2}{a_o}$ varient rapidement avec l'énergie incidente, mais d'une manière régulière.

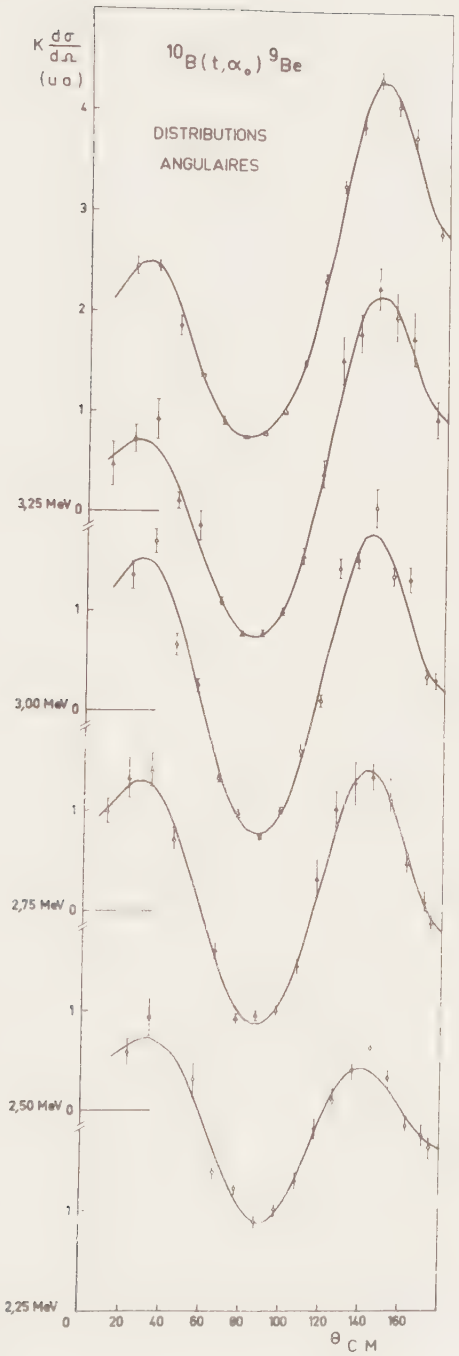

K dσ/dΩ (u a)
10B(t,α0) 9Be
DISTRIBUTIONS
ANGULAIRES
3,25 MeV
3,00 MeV
2,75 MeV
2,50 MeV
2,25 MeV
0
20
40
60
80
100
120
140
160
θ C M

Figure 16

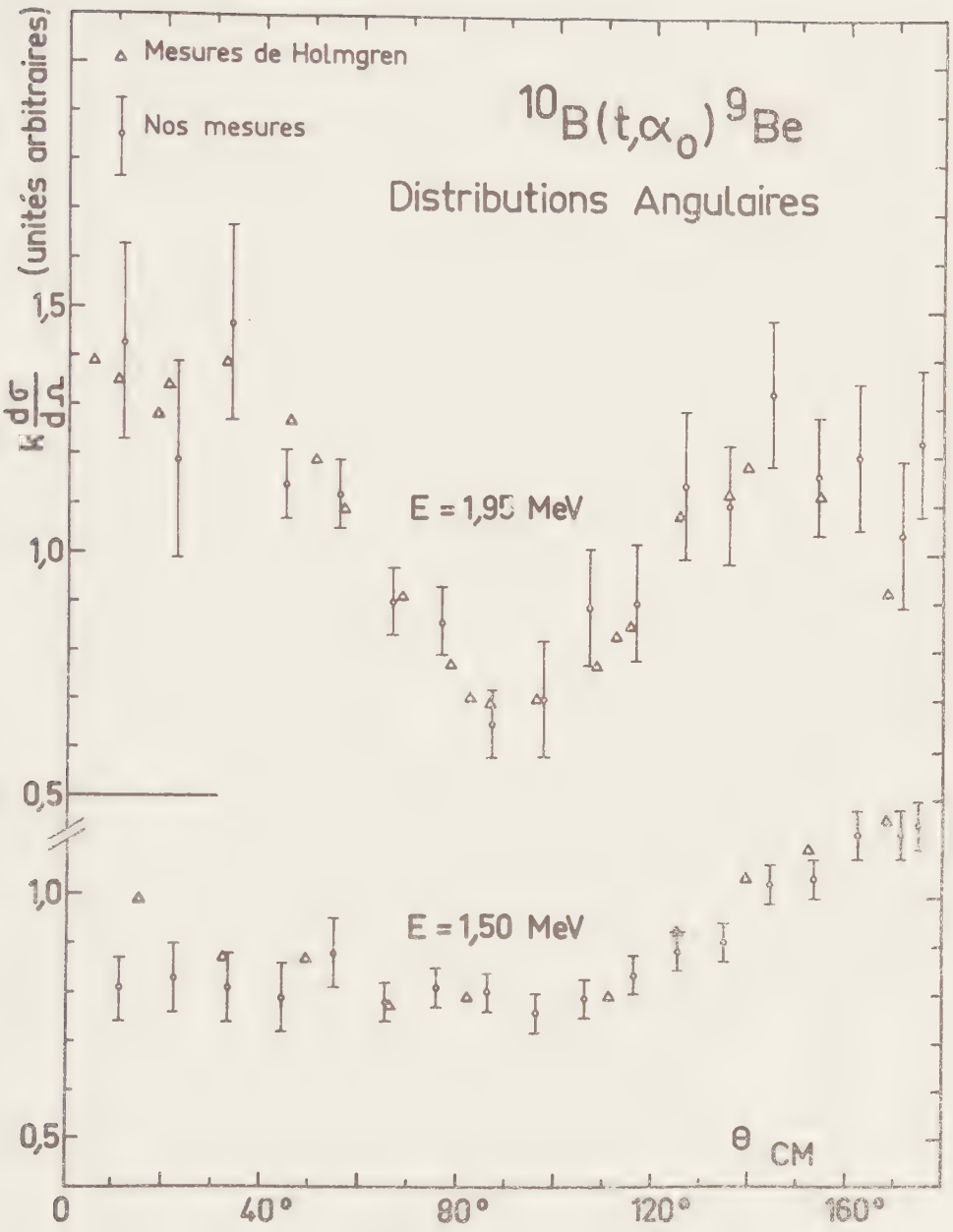


Figure 17

Comparaison de nos mesures avec celles de HOLMGREN et collab. (Ho 63)

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
1,50	- 0,14 ± 0,02	0,17 ± 0,03				
1,95	0,09 ± 0,04	0,42 ± 0,06				
2,25	0,09 ± 0,03	0,64 ± 0,03	0,12 ± 0,04	- 0,52 ± 0,04		
2,50	- 0,05 ± 0,03	0,83 ± 0,03	0,23 ± 0,03	- 0,56 ± 0,04	0,06 ± 0,03	- 0,14 ± 0,04
2,75	- 0,11 ± 0,02	0,95 ± 0,02	0,23 ± 0,03	- 0,58 ± 0,03	0,07 ± 0,03	- 0,16 ± 0,03
3,00	- 0,44 ± 0,03	0,97 ± 0,03	0,18 ± 0,03	- 0,50 ± 0,04	0,14 ± 0,04	- 0,17 ± 0,04
3,25	- 0,53 ± 0,01	0,96 ± 0,02	0,17 ± 0,02	- 0,47 ± 0,02	0,15 ± 0,02	- 0,30 ± 0,02

Tableau n° III

Réaction $^{10}B(t,\alpha_o)^{9}Be$

Coefficients des polynômes de Legendre obtenus après lissage des points expérimentaux.

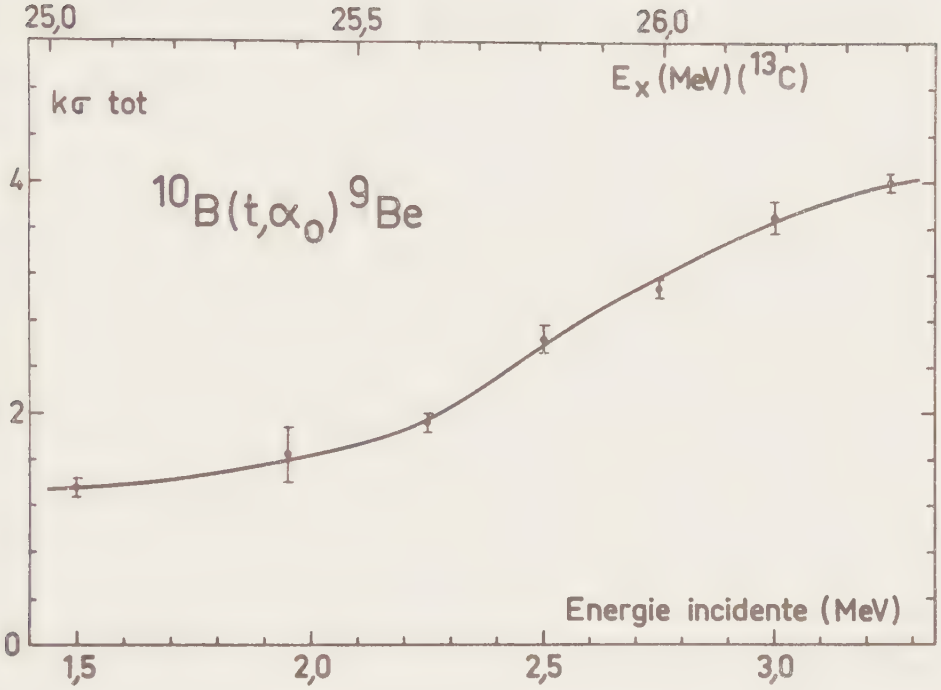


Figure 18

Section efficace intégrée de la réaction $^{10}B(t,\alpha_c)^9Be$ en fonction de l'énergie incidente et de l'énergie d'excitation du ^{13}C.

Le trait plein est destiné à faciliter la lecture de la figure.

La symétrie depuis 2 MeV jusqu'à 3,25 MeV et l'ordre des polynômes de Legendre ne sont pas incompatibles avec la formation éventuelle du noyau composé.

La section efficace intégrée (fig. n° 18) montre que dans la région de forte excitation du carbone 13 que nous atteignons par cette réaction, nous n'avons aucune apparence de résonance isolée mise en évidence par cette voie de désexcitation. Remarquons que dans l'azote 13, noyau miroir, l'étude des réactions $^{10}B(^{3}He,p)^{12}C$ + 19,694MeV et $^{10}B(^{3}He,p\gamma)^{12}C$ + 4,58 MeV a montré une structure des courbes d'excitation plus prononcée, bien que l'énergie dans le noyau composé soit aussi de l'ordre de 24 MeV (Ku62) (Ku64). Le nombre de voies étant à peu près le même dans ce cas et dans le nôtre, c'est un argument en faveur de l'existence d'effets directs.

En résumé, la situation n'est pas très claire en ce qui concerne le ou les mécanismes de $^{10}B(t,\alpha)$. Comme arguments en faveur de l'existence d'effets directs nous avons l'allure monotone de la section efficace intégrée et le peu de fluctuations des courbes d'excitation. Mais les distributions angulaires n'apportent aucun argument en leur faveur sauf à plus de 3 MeV. Au-dessous de 2 MeV les effets de la barrière de Coulomb sont sans doute prédominants.

L. LA RÉACTION $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$ + 3,857 MeV

1. LES CIBLES

Nous avons utilisé soit des cibles de carbone sans support, soit des cibles de formvar mince (2,5 gr/l). L'éva-

poration du carbone se fait sous vide en créant un arc électrique entre deux électrodes de graphite pur de 5 mm de diamètre ("Electrodes pour spectrographie" très haute pureté, fournies par PECHINEY). Le carbone est recueilli sur une lamelle de microscope traitée dans une solution de soude, séchée puis recouverte d'un film de polystyrène de l'ordre de un micron d'épaisseur. Après évaporation le double film "carbone + polystyrène" est décollé du verre par flottaison sur l'eau distillée, monté dans le support de cible, puis traité dans une solution de dioxane pendant une heure environ pour dissoudre le polystyrène.

Les cibles de carbone que nous avons utilisées avaient une épaisseur de l'ordre de 5 keV pour des tritons de 3 MeV. Elles ne présentent qu'une contamination légère d'oxygène dont les réactions ne nous gênent pas. Sur le spectre type (fig. 19) nous reconnaissons le pic de la réaction $^{12}C(t,\alpha_0)^{11}B$ ainsi que les pics des réactions induites sur l'oxygène. Dans le cas d'une cible de carbone sans support, ces pics sont bien isolés et il n'y a aucune ambiguité dans leur définition. L'utilisation de cibles de formvar permet dans la même exposition d'étudier les réactions sur carbone et sur oxygène, mais la section efficace de la réaction $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ étant plus de cent fois plus petite que celle de la réaction $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$, cela nécessite des expositions très longues.

2. LES COURBES D'EXCITATION

La mesure des courbes d'excitation de la réaction $^{12}C + t$ permet l'étude des résonances dans l'azote 15 dans la région d'excitation supérieure à 15 MeV. Le domaine que nous explorons, entre 15 et 17,5 MeV, a été étudié par d'autres réactions et par différents auteurs.

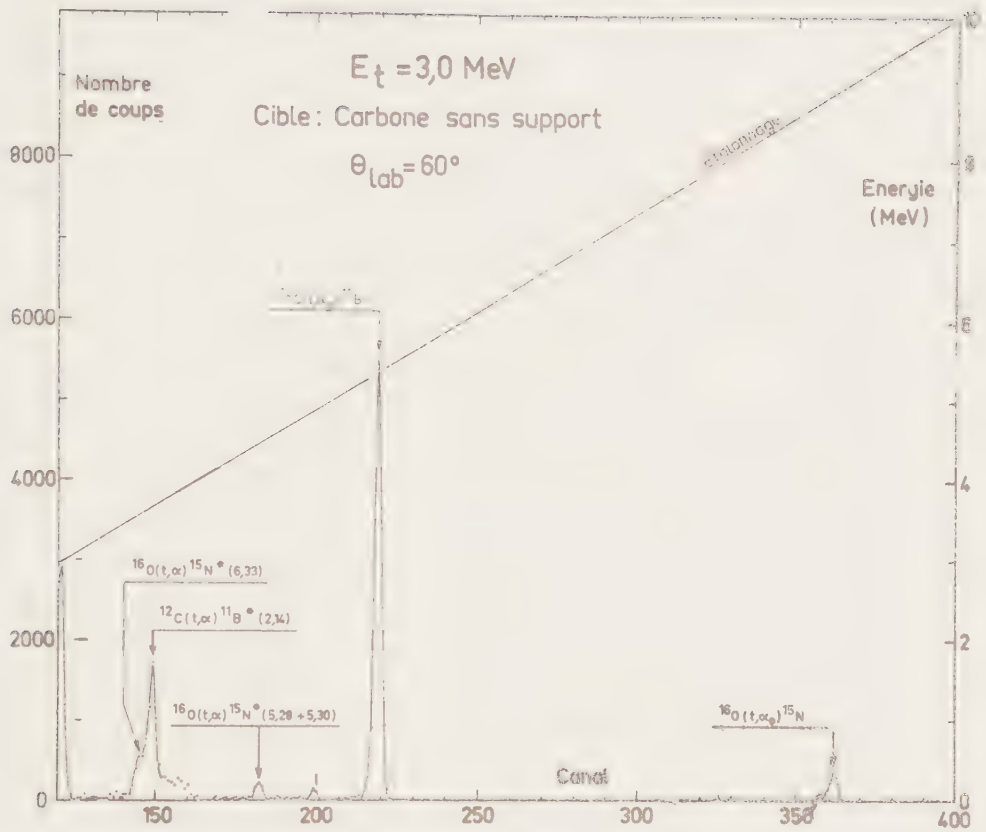


Figure II

Spectre obtenu par des tritons incidents
sur une cible de carbone sans support.

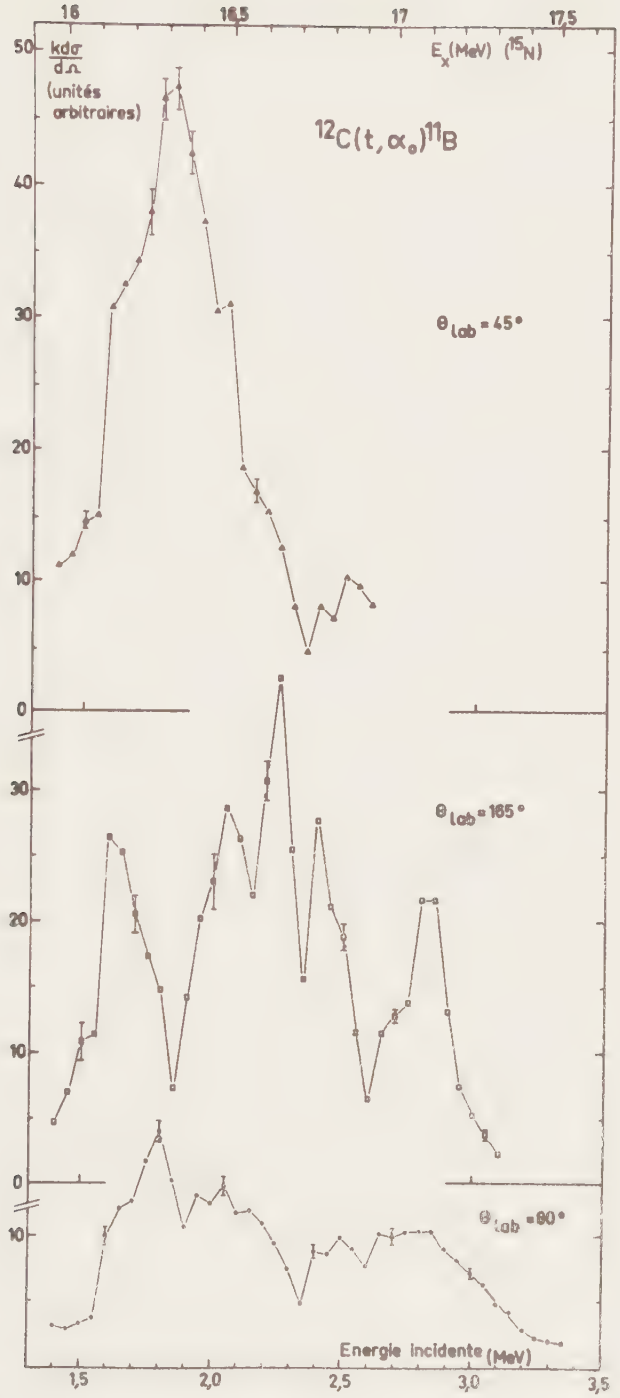

16
16,5
17
17,5
E_x(MeV) (^{15}N)
$\frac{kd\sigma}{d\Omega}$
(unités arbitraires)
$^{12}C(t,\alpha_o)^{11}B$
θ_{lab} = 45°
θ_{lab} = 165°
θ_{lab} = 90°
Energie incidente (MeV)
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5

Figure 20

E_t (MeV)	E_x (MeV)	45°	80°	105°	165°
1,52	16,07 ± 0,03	(x)			
1,62	16,15 ± 0,03	(x)		x	x
1,82	16,30 ± 0,03	x	x	(x)	
2,05	16,49 ± 0,03		(x)		x
2,16	16,58 ± 0,03	(x)			
2,23	16,63 ± 0,03				x
2,42	16,79 ± 0,03				x
2,50	16,85 ± 0,03	(x)	(x)	x	
2,70	17,01 ± 0,03				(x)
2,85	17,13 ± 0,03		(x)		x

TABLEAU N° IV

Energies d'excitation du noyau ^{15}N
Accidents dans les courbes d'excitation
de la réaction $^{12}C(t,\alpha_o)^{11}B$

Section efficace différentielle nos mesures	VATSET et coll. (Va61) $^{12}C(t,n)^{14}N$	RICHARDSON (Ri50) $^{13}C(d,n)^{14}N$	(a) HALL (Ha59) (b) GABBARD (Ga59) $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ $^{14}N(n,p)^{14}C$		(c)(d) MARION (Ma56b) (e) VALCKS (Va56) (e) KOUDIJS (Ko53)		Section efficace intégrée nos mesures
E_x (MeV	E_x (MeV	E_x (MeV)	E_x (MeV)	Γ keV	E_x(MeV)	Γ keV	E_x (MeV)
(16,07 ± 0,03)	16,066 ± 0,020		16,06(b)	100			
16,15 ± 0,03	16,206 ± 0,020						16,2 épaulement
16,30 ± 0,03	16,326 ± 0,021		16,38(b)	complexe			16,3
16,49 ± 0,03	16,430 ± 0,022				16,47(e)		16,5 épaulement
(16,58 ± 0,03)	16,582 ± 0,023		16,59(b)	75			
16,63 ± 0,03	16,670 ± 0,030	16,7	16,67	100(b) 120(a)	16,72(e)	100	
16,79 ± 0,03	16,770 ± 0,050						16,8 large
16,85 ± 0,03		16,9	16,91(a)	170			
(17,01 ± 0,03)			16,95(b)	complexe			
17,13 ± 0,03					17,10(c)	large	17,1 large
			17,31	/	17,22(d)	200	
		17,47	17,46(a) 17,51(b)	200 /	17,57(d)	200	

Tableau n° V

EXCITATION DU NOYAU ^{15}N

Comparaison de nos résultats avec les résultats antérieurs .

Nous avons effectué nos mesures pour des angles (dans le système du laboratoire) de 45°, 80°, 105° et 165° . Chaque point correspond à une charge intégrée de 20 µC dans le cas des cibles de carbone sans support, pour un nombre de coups dans le pic toujours supérieur à 20.000. Pour faciliter la lecture de la figure n° 20 nous avons relié les points par des segments de droite, sans tenir compte des incertitudes dues à l'erreur expérimentale ni des fluctuations. Le tableau IV résume les énergies d'excitation correspondant aux pics ou "bosses" relevées dans nos courbes.

Dans le tableau V nous donnons la comparaison de ces mesures avec les résultats antérieurs. Nous n'avons tenu compte que des mesures recouvrant notre domaine d'excitation. La réaction $^{13}C + d \rightarrow {}^{15}N^{*} + 16{,}161$ MeV a été étudiée pour différentes voies de sortie. MARION (Ma56b) a étudié les α (c) et les tritons (d). VALCKX et KOUDIJS (Va56) (Ko58) ont étudié la réaction (d,p) alors que RICHARDSON dès 1950 avait pu mesurer la courbe d'excitation des neutrons (Ri50).

Nos résultats sont en bon accord avec ceux de VATSET et collaborateurs (Va61) qui ont mesuré la section efficace différentielle des neutrons émis à 0° dans la réaction $^{12}C + t$. Leurs mesures sont limitées à 2,35 MeV de tritons incidents, soit 16,8 MeV d'excitation. Il serait intéressant de prolonger ces mesures jusqu'à 3,5 MeV, afin de contrôler si l'accord observé subsiste à cette énergie.

Nous ne comparerons nos résultats avec ceux obtenus par $^{14}N + n$ que lorsque nous parlerons de la section efficace intégrée.

La statistique des fluctuations est plus difficile à établir que dans le cas du lithium car la courbe d'excitation de l'azote 15 est beaucoup plus structurée que

celle de ^{10}Be. Les largeurs des "accidents" sont cependant de l'ordre de la largeur de cohérence. Mais la courbe donnant $\overline{\sigma}$ à une énergie déterminée et à un angle donné est bien plus difficile à établir par la méthode du lissage.

A 175° nous avons pris deux hypothèses différentes :

1) nous avons tracé une droite horizontale moyenne entre tous les points donnant $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{175°}$ sur toute l'étendue du spectre. Nous avons ainsi augmenté beaucoup la valeur des fluctuations. Nous obtenons par cette méthode un pourcentage d'effets directs égal à 80/100.

2) nous avons lissé la courbe par la méthode utilisée pour le lithium et nous avons obtenu 98 % d'effets directs.

3) nous avons lissé la courbe $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à 170° et nous avons obtenu des fluctuations s'étalant sur un intervalle $\Delta\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)$ égal à 0,10 au lieu de 0,5 à 175° ce qui confirme bien les remarques de NEWTON (Ne65).

Nous pouvons donc dire sans pouvoir préciser davantage que le pourcentage d'effets directs pour $^{12}C + t$ est compris entre 80 et 100 %.

Il subsiste cependant toujours l'hypothèse que nous soyons encore dans une zone discontinue de niveaux que notre précision expérimentale ne nous permettrait pas de séparer. Nous verrons cependant que l'analyse des distributions angulaires nous donne des ordres de polynômes de Legendre trop élevés pour que la seule formation du noyau soit possible.

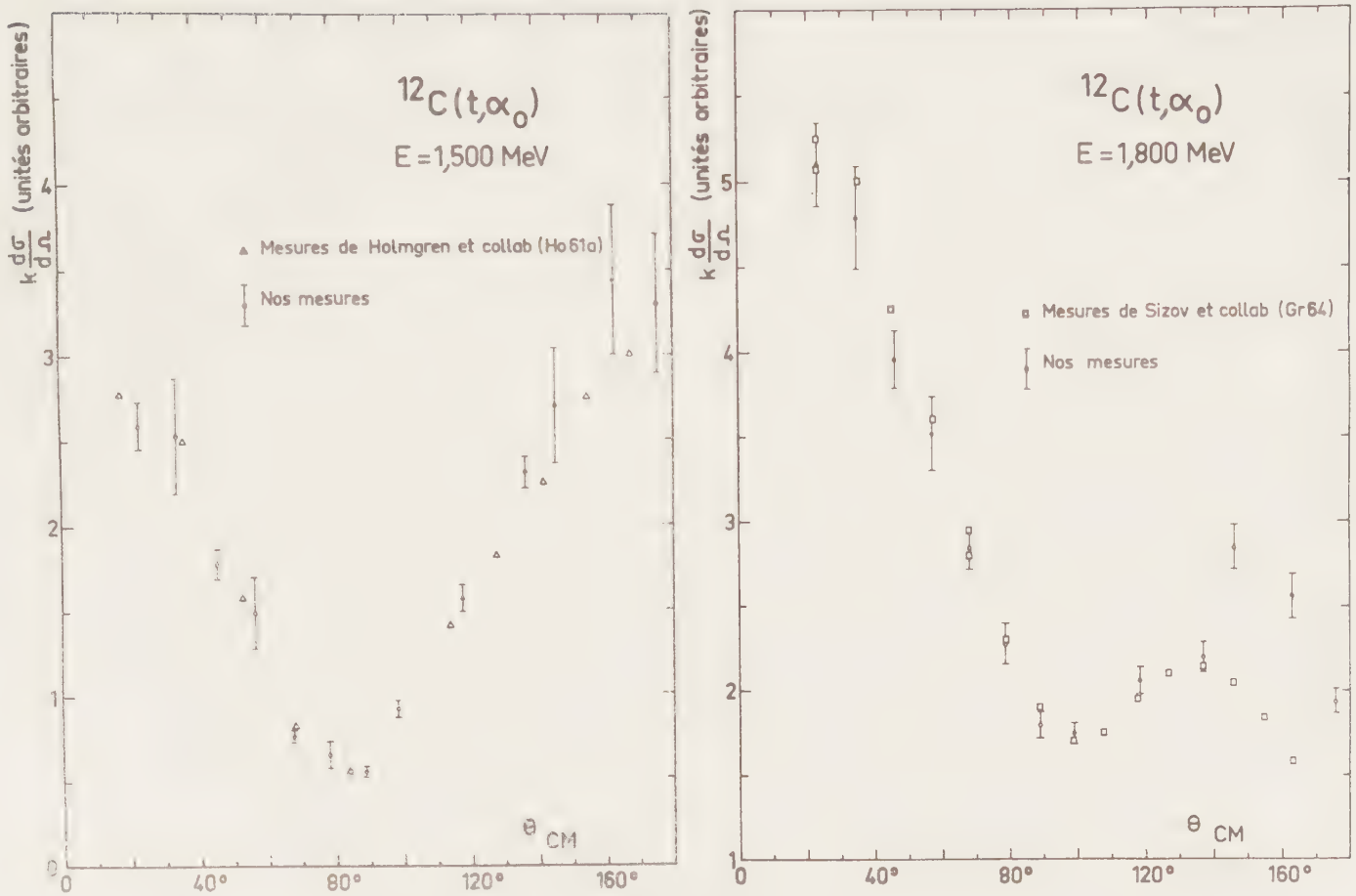


Figure 21

Comparaison de nos mesures avec les résultats antérieurs.

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

$^{12}C(t,\alpha_o)^{11}B$

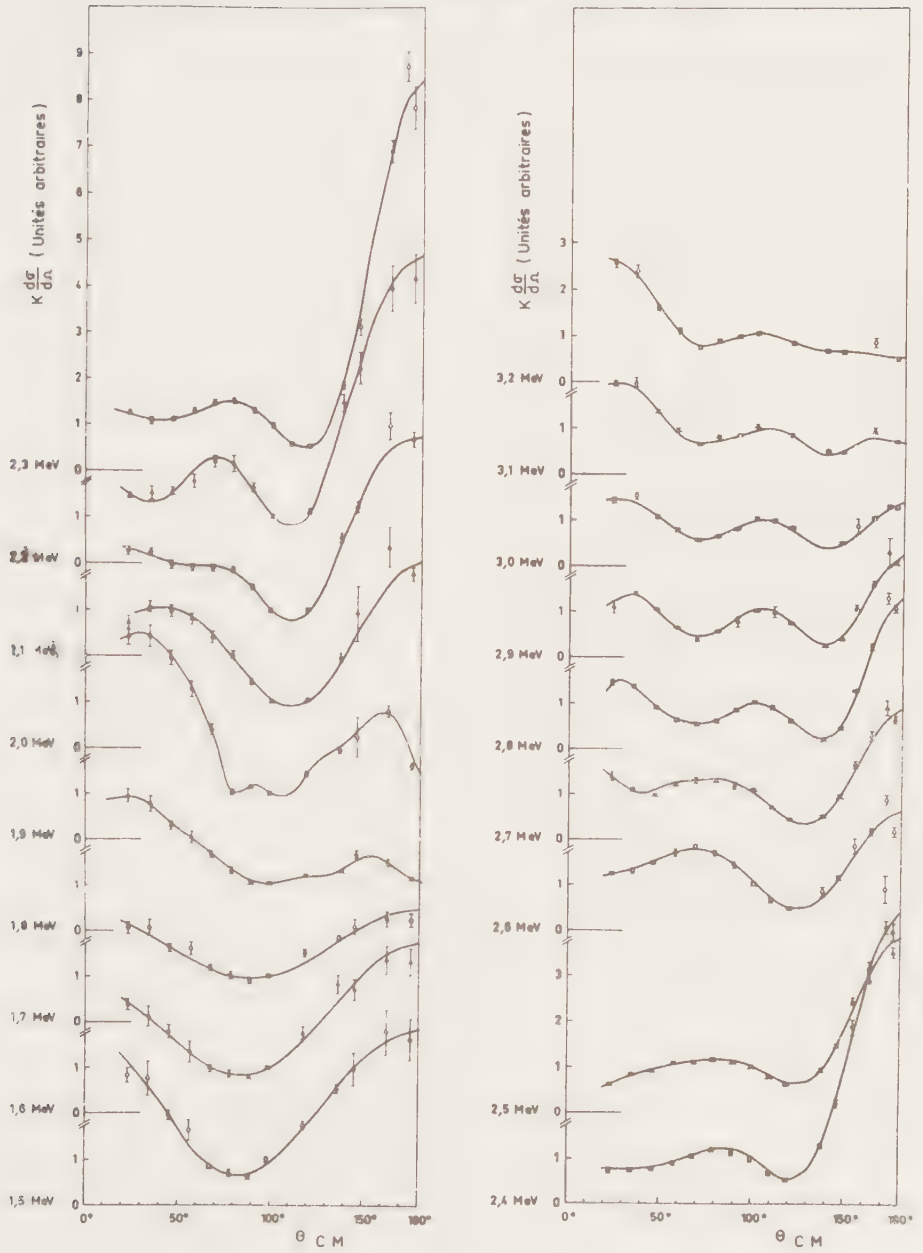


Figure 22

Les courbes en trait plein représentent les lissages.

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
1,5	-0,23 ± 0,04	0,12 ± 0,05	0,20 ± 0,06							
1,6	-0,30 ± 0,04	0,27 ± 0,05								
1,7	-0,32 ± 0,03	0,68 ± 0,07								
1,8	0,45 ± 0,02	0,53 ± 0,04	-0,02 ± 0,05	[illegible]	[illegible] ± 0,03	-0,09 ± 0,05	-0,01 ± 0,09	-0,24 ± 0,07		
1,9	0,43 ± 0,05	0,67 ± 0,09	-0,30 ± 0,11	-0,85 ± 0,10	-0,39 ± 0,15	-0,10 ± 0,16	-0,06 ± 0,20	-0,46 ± 0,13	-0,48 ± 0,14	-0,68 ± 0,11
2,0	0,28 ± 0,03	0,64 ± 0,07	-0,81 ± 0,04							
2,1	-0,14 ± 0,02	0,79 ± 0,04	-0,67 ± 0,04	0,09 ± 0,03	-0,1 ± 0,04	-0,14 ± 0,04				
2,2	0,50 ± 0,02	0,70 ± 0,04	-0,87 ± 0,05	0,35 ± 0,04	0,26 ± 0,06					
2,3	-0,64 ± 0,02	1,03 ± 0,03	-1,31 ± 0,04	0,84 ± 0,04	-0,16 ± 0,04					
2,4	-0,68 ± 0,02	0,83 ± 0,03	-1,22 ± 0,03	1,00 ± 0,03	-0,41 ± 0,04	0,04 ± 0,04				
2,5	-0,38 ± 0,02	0,32 ± 0,02	-0,92 ± 0,04	0,62 ± 0,03	-0,36 ± 0,03					
2,6	0,25 ± 0,02	0,07 ± 0,03	-0,82 ± 0,03	0,41 ± 0,04						
2,7	0,18 ± 0,03	0,22 ± 0,04	-0,55 ± 0,04	0,90 ± 0,06	-0,09 ± 0,05	0,11 ± 0,05				
2,8	0,06 ± 0,04	0,45 ± 0,06	-0,24 ± 0,07	0,78 ± 0,08	-0,00 ± 0,09	-0,00 ± 0,09	-0,41 ± 0,09	-0,21 ± 0,08	-0,23 ± 0,07	-0,14 ± 0,07
2,9	0,16 ± 0,04	0,39 ± 0,07	0,11 ± 0,08	0,45 ± 0,09	-0,19 ± 0,08	0,06 ± 0,08	-0,11 ± 0,06			
3,0	0,31 ± 0,02	0,25 ± 0,03	0,33 ± 0,04	0,32 ± 0,04	-0,20 ± 0,04					
3,1	0,54 ± 0,03	0,38 ± 0,05	0,44 ± 0,06	0,19 ± 0,08	-0,53 ± 0,11	-0,15 ± 0,11	-0,05 ± 0,10	-0,12 ± 0,10	0,16 ± 0,07	
3,2	0,67 ± 0,03	0,50 ± 0,04	0,55 ± 0,05	0,19 ± 0,05	-0,28 ± 0,06	-0,26 ± 0,05				

Tableau VI

Réaction $^{12}C(t,\alpha_0)^{11}B$

Coefficients des polynômes de Legendre obtenus après lissage des points expérimentaux

3. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

En 1965, lorsque nous avons commencé nos mesures de distributions angulaires de la réaction $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$ nous disposions des résultats de HOLMGREN (Ho60) (Ho61a) pour les énergies comprises entre 0,95 et 1,95 MeV et de ceux de l'équipe de Dubna (Gr64) (Ni63) pour les énergies comprises entre 0,3 et 1,8 MeV.

Nous observons un bon accord dans les domaines où nos mesures recouvrent celles de ces auteurs sauf avec les mesures de SIZOV et collaborateurs aux angles supérieurs à 140° (fig. 21). Nous confirmons en particulier la décroissance aux grands angles de la section efficace différentielle entre 1,7 et 1,9 MeV d'énergie incidente, déjà observée sur nos courbes d'excitation. Au-dessus de 2 MeV (fig. 22) et jusqu'à 2,7 MeV la remontée vers l'arrière s'accentue au contraire, alors que les distributions angulaires s'aplatissent entre 30° et 130°. A partir de 2,7 MeV, on note l'apparition d'une structuration moins importante et la présence de 3 maximums de hauteur équivalente.

A 3,2 MeV s'amorce une nette remontée vers les petits angles. Cette dernière distribution présente de grandes analogies avec celle mesurée à 12,95MeV de tritons incidents par F. AJZENBERG-SELOVE et collaborateurs (Aj65). Ces auteurs observent un pic à 20°, suivi d'un minimum plat jusqu'à 150°.

Le tableau VI des coefficients des polynômes de Legendre obtenus par lissage de nos points expérimentaux montre que l'ordre de ces polynômes est dans la plupart des cas supérieur ou égal à 5.

Comparons cette valeur à 2L dans l'hypothèse d'un noyau composé. Pour cela examinons les trois cas possibles suivant les valeurs de ℓ_{inc}.

ℓ voie d'entrée	J composé	ℓ voie de sortie	valeur maximum de 2 L
$\ell = 0$	$\frac{1}{2}^+$	$\ell = 1$	1
$\ell = 1$	$\frac{1}{2}^-$	$\ell = 2$	2
	$\frac{3}{2}^-$	$\ell = 0$	2
		$\ell = 2$	2
$\ell = 2$	$\frac{3}{2}^+$	$\ell = 3$	4
		$\ell = 1$	2
	$\frac{5}{2}^+$	$\ell = 3$	4
		$\ell = 1$	2

Donc on peut obtenir tout au plus 2L = 4

4. SECTIONS EFFICACES INTEGREES

Les résultats provenant de la réaction $^{14}N + n$ sont les seuls qui nous permettent une comparaison.

HALL et ses collaborateurs ont mesuré le rendement des rayons gamma obtenus par la désintégration du niveau de 2,13 MeV de ^{11}B dans la réaction $^{14}N(n,\alpha\,\gamma)^{11}B$ (Ha59). GABBARD et collaborateurs (Ga59), ont mesuré d'autre part les sections efficaces intégrées des réactions donnant des particules chargées.

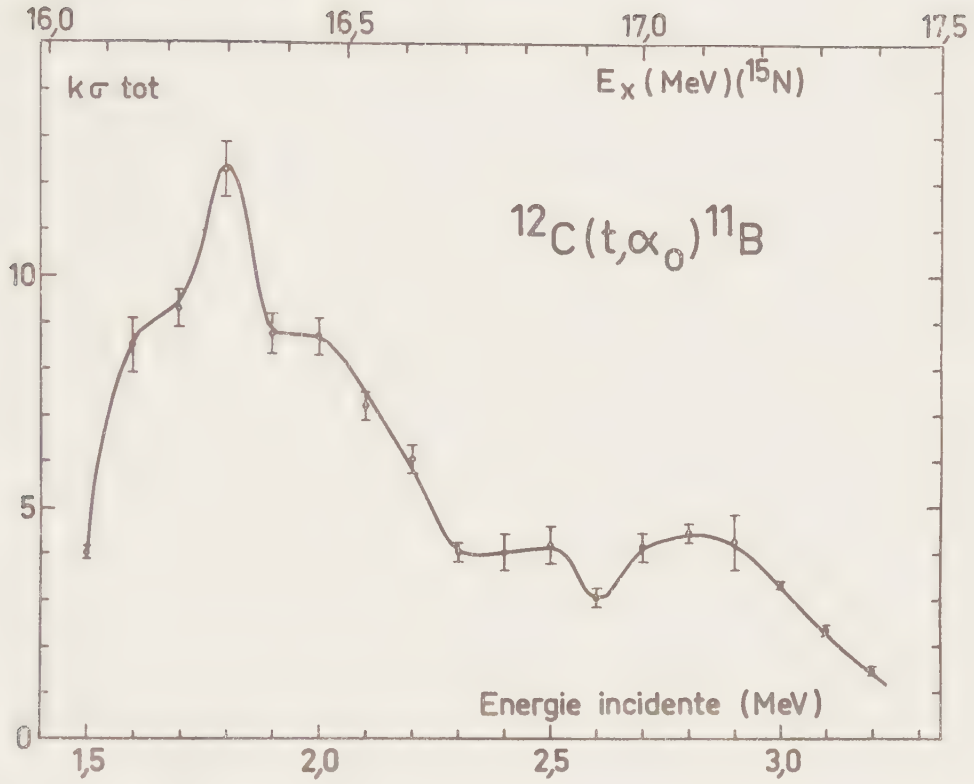


Figure 23

Section efficace intégrée de la réaction $^{12}C(t,\alpha_0)^{11}B$ en fonction de l'énergie incidente et de l'énergie d'excitation dans ^{15}N.

Le trait plein est destiné à faciliter la lecture de la figure.

Comme nous le voyons sur le tableau n° V, et sur la figure 23 , après intégration, il ne subsiste qu'un épaulement à 16,2 MeV, un pic net à 16,3 MeV, un épaulement à 16,5 MeV et deux groupes larges à 16,8 et 17,1 MeV. La comparaison avec les résultats de la littérature est difficile car parmi tous les auteurs que nous avons cités il ne semble pas qu'aucun d'entre eux ait tenu compte des fluctuations possibles. Dans la même région cependant, mais avec une allure des courbes d'excitation assez différente, GABBARD et collaborateurs observent des maximums correspondants sauf à 16,67 MeV où ils ont mis en évidence un pic que l'on n'observe pas sur notre courbe de section efficace intégrée (E = 2,30 MeV). HALL et BONNER observent également une résonance de 16,67 MeV, de même que les deux groupes larges que nous avons observés à 16,8 et 17,1 MeV.

D. LA REACTION $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ + 7,687 MeV

1. LES CIBLES

Nous avons utilisé trois types de cibles pour l'étude de la réaction $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ + 7,687 MeV : l'une d'oxyde de lithium, la seconde de formvar et la troisième d'anhydride tungstique.

La plupart de nos mesures ont été réalisées avec des cibles d'oxyde de lithium très faciles à réaliser. En effet sous l'influence de l'humidité atmosphérique, les cibles de lithium, préparées par évaporation s'oxydent spontanément à l'air. Mais ces cibles présentent un grave inconvénient, car les particules α issues des réactions $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ + 9,828 MeV et $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ + 7,687 MeV ont des énergies très voisines entre les angles de 45° et 55°, dans tout le domaine d'énergie qui nous intéresse.

Nous avons alors utilisé, soit des cibles minces de formvar pur, soit des cibles d'anhydride tungstique, lorsque le faible rendement des cibles de formvar conduisait à un temps d'exposition prohibitif (le formvar ne contient que de l'ordre de 30 % d'oxygène en poids). Les cibles d'anhydride tungstique sont obtenues par évaporation sous vide, en creuset de tungstène, du produit chimiquement pur sur support de formvar mince.

Sur le spectre type de $^{12}C(t,\alpha)$ (fig. 19) on reconnait le pic des α de la réaction $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ étudiée. L'utilisation de détecteurs de 100 μ de zone désertée ne nous permettait pas de mettre en évidence les pics de protons provenant de la réaction $^{16}O(t,p)^{18}O$ et correspondant au niveau fondamental et au premier niveau excité à 1,980 MeV de l'oxygène 18. Il ne nous était pas possible non plus, compte tenu de la résolution de notre dispositif électronique, de résoudre les deux pics d'alpha correspondant au doublet del'azote 15 à 5,276 MeV et 5,304 MeV d'excitation.

2. LES COURBES D'EXCITATION

Nous ne connaissons aucun résultat relatif à la mesure des courbes d'excitation de la réaction $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$.

Nous avons reporté sur la figure 24 nos mesures pour les angles de 45° et 165°, obtenues avec une cible de formvar. La charge intégrée en chaque point a été normalisée à 20 μc donnant de l'ordre de 1000 coups dans le pic pour les régions de plus faible section efficace différentielle.

La figure 25 donne nos mesures obtenues avec une cible d'oxyde de lithium 7, pour les angles de 90° et 170°.

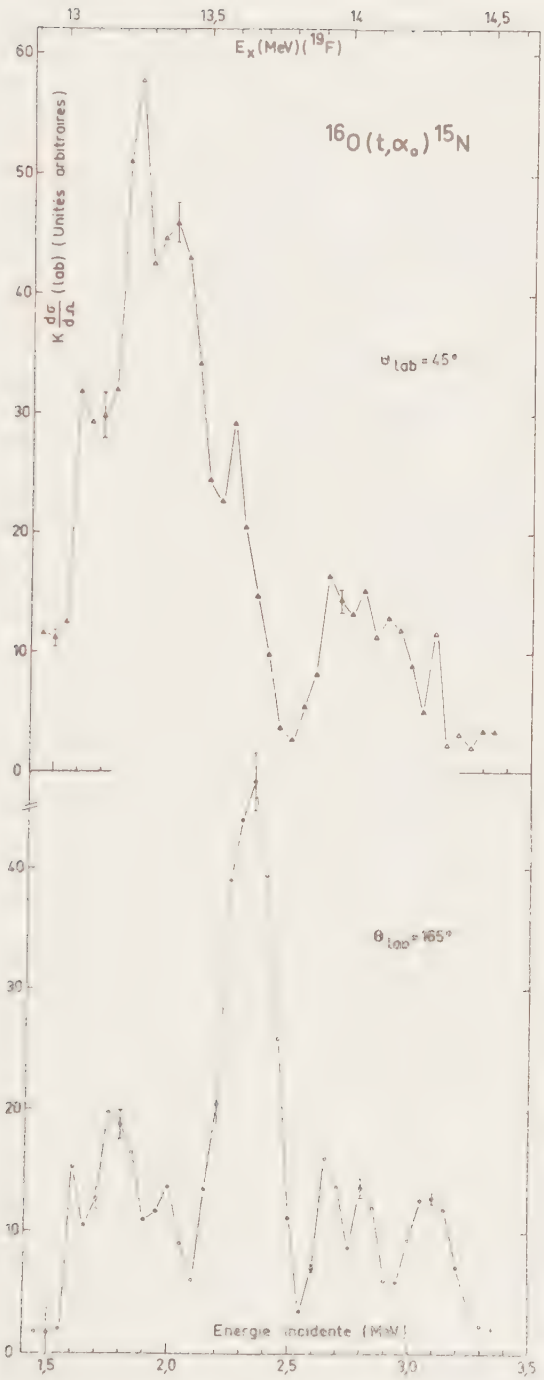

13
13,5
14
14,5
E_x(MeV)(^{19}F)
$^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$
$K\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (lab) (Unités arbitraires)
θ_{lab} = 45°
θ_{lab} = 165°
Energie incidente (MeV)
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5

Figure 24

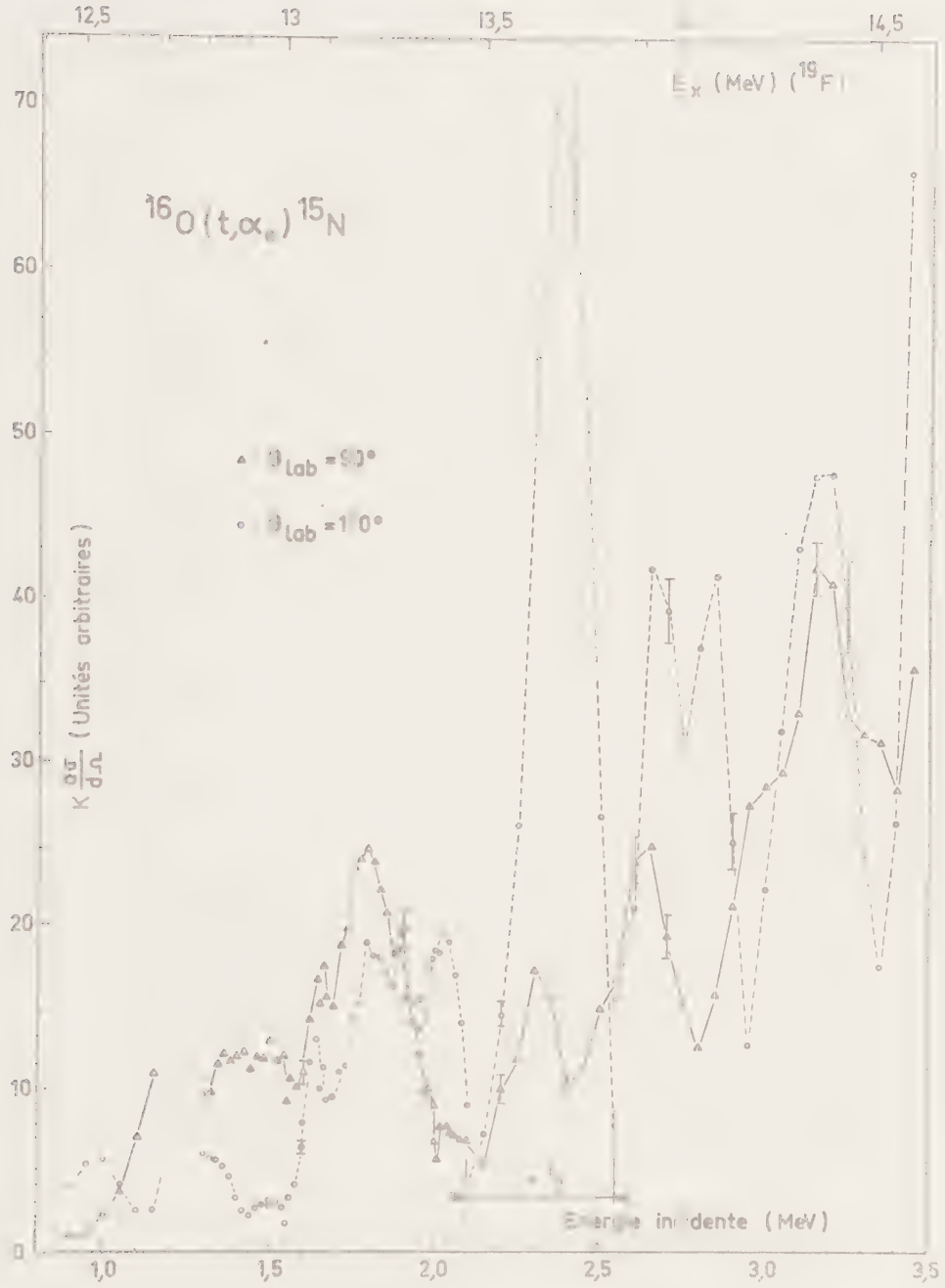


Figure 25

L'abscisse supérieure représente l'énergie d'excitation dans

E_t (MeV)	E_x (MeV)	45°	80°	90°	100°	105°	130°	165°	170°
1,030	12,54 ± 0,02								x
1,300	12,79 ± 0,02								(x)
1,380	12,86 ± 0,01				x				
1,500	12,96 ± 0,01			(x)	x				(x)
1,600	13,05 ± 0,01	(x)				x			
1,650	13,09 ± 0,01		(x)	x	(x)				x
1,800	13,22 ± 0,01	x	x	x	(x)			x	x
1,900	13,30 ± 0,01			(x)	x	x	x		
2,000	13,38 ± 0,01	x						(x)	
2,050	13,42 ± 0,01		x	(x)					x
2,200	13,55 ± 0,01					x	x		
2,280	13,59 ± 0,02	(x)	x						
2,330	13,66 ± 0,02			x				x	
2,380	13,70 ± 0,02								x
2,500	13,80 ± 0,02				x	x			
2,680	13,95 ± 0,02	x	x	x		(x)		x	x
2,820	14,07 ± 0,02					x		x	x
2,950	14,14 ± 0,02	(x)			(x)				
3,030	14,21 ± 0,02		x	(x)					
3,100	14,31 ± 0,02						x	x	
3,150	14,37 ± 0,02			x	x				x
3,310	14,48 ± 0,02			(x)					

Tableau n° VII

ENERGIES D'EXCITATION DU NOYAU COMPOSE ^{19}F

Accidents relevés dans les courbes d'excitation de la réaction $^{16}O(t,\alpha_o)$ [1]

L'intensité du faisceau était de l'ordre de 0,035 µA et nous avons intégré une charge de 73 µc par point. Les pas en énergie de 20 keV entre 1,3 MeV et 2 MeV sont destinés à tenter une évaluation des fluctuations au cas où nous serions dans le fond continu, ce qui n'est pas sûr.

Dans le tableau VII nous avons résumé les valeurs des énergies d'excitation dans le fluor 19 correspondant aux "bosses" relevées dans nos différentes courbes d'excitation. Les pics n'apparaissent pas à tous les angles, et il convient d'être prudent sur l'affirmation de l'existence de résonances aux excitations correspondantes.

Ces résultats peuvent se comparer à ceux obtenus par S. GORODETZKY et collaborateurs (Go63) (Po66) par la réaction $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$ + 3,980 MeV et aux angles de 90°. Ces auteurs donnent des résultats en-dessous de l'excitation de 13,4 MeV dans le fluor 19. L'absence de pics pour la réaction ^{16}O + t dans la région comprise entre 12,54 et 12,86 MeV d'excitation peut s'expliquer par notre pas plus grand en énergie. Par contre, entre 12,86 et 13,38 MeV nous avons fait des mesures tous les 20 keV permettant de mettre en évidence quatre pics non trouvés par la réaction ^{18}O + p, malgré une mesure très fine avec des pas de 10 keV ou moins. Ces derniers pics sont très certainement dus à des fluctuations statistiques. De toutes façons la section efficace intégrée, qui tient compte de l'erreur expérimentale ne les reproduit pas.

Au-dessus de l'excitation de 13,316 MeV, nous n'avons aucun renseignement provenant d'une réaction à émission de particules chargées permettant la comparaison avec nos mesures. La largeur de cohérence étant de 50 keV nous avons comparé la distribution expérimentale de $\frac{\delta\sigma}{\sigma}$ à 175° avec

les distributions théoriques. Ici aussi nous obtenons un pourcentage important d'effets directs ce qui est confirmé par le peu de fluctuations à 90°. Mais nous ne pouvons pas être plus précis que dans le cas du carbone.

$$0,8 < z < 1$$

D'autre part nous sommes dans une zone d'excitation assez faible pour que nous ne considérions ce résultat qu'avec la plus extrême circonspection.

3. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA REACTION $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$

A notre connaissance, aucune distribution angulaire de cette réaction n'a été publiée à ce jour pour le domaine d'énergie qui nous intéresse. Une note de JOHNSTON (Jo59) faisait état de mesures à 1,150, 1,300, 1,500 et 1,775 MeV. Mais à notre connaissance ce travail n'a jamais été suivi d'une publication plus détaillée.

Les figures 26 et 27 donnent nos résultats.

On observe une forte structuration des distributions angulaires dont l'allure est très sensible à la variation d'énergie incidente. Notre domaine d'excitation peut se subdiviser en trois régions, dont nous allons maintenant discuter les particularités :

a) $1,5 \text{ MeV} \leqslant E_t \leqslant 1,95 \text{ MeV}$

Le maximum unique observé à 1,5 MeV a tendance à se déplacer vers les petits angles lorsque l'énergie augmente. En même temps apparaît un maximum relatif à 170° pour 1,6 MeV. Ce maximum se déplace vers les petits angles lorsque l'énergie augmente.

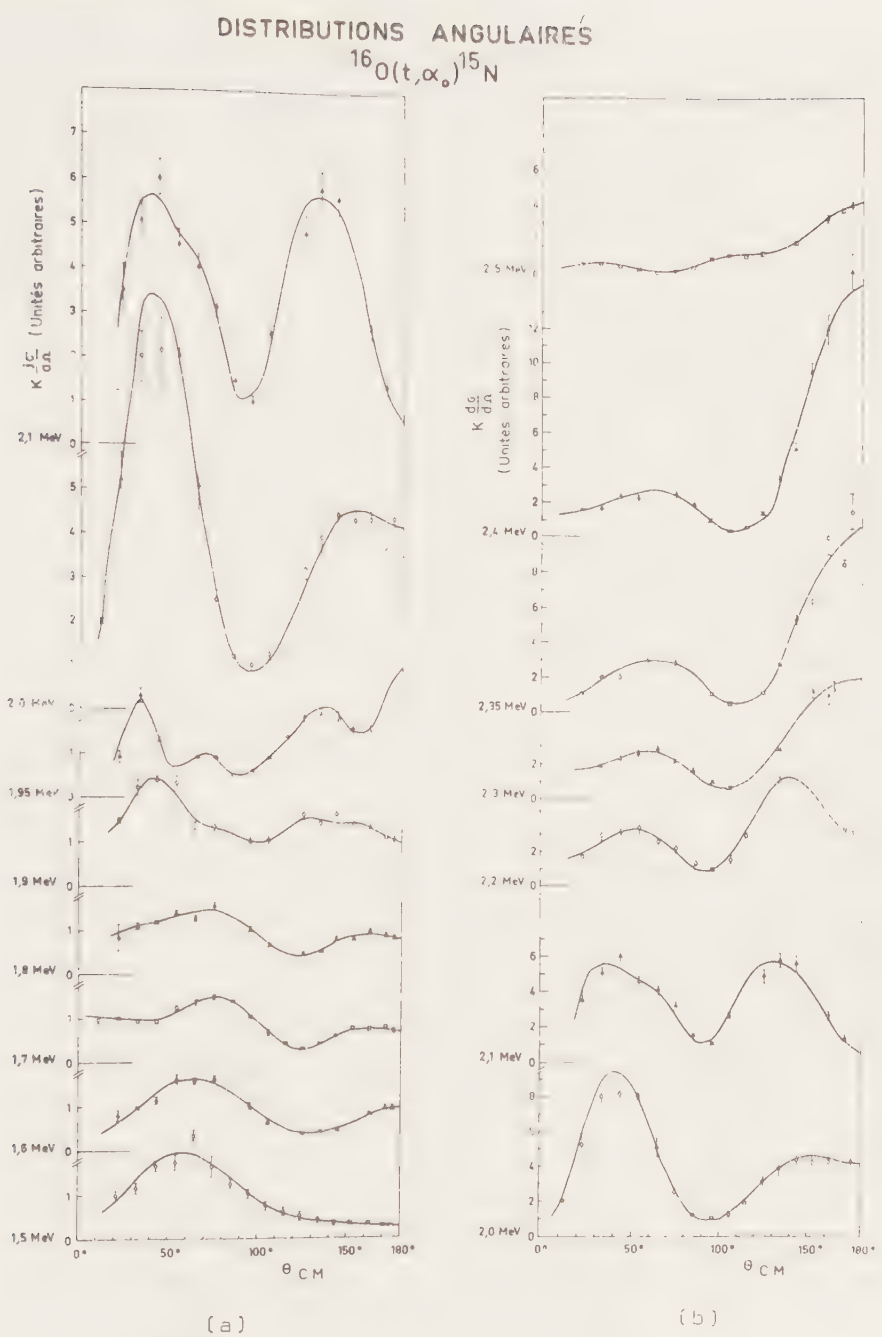

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES
$^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$
$K\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (Unités arbitraires)
2,1 MeV
2,0 MeV
1,95 MeV
1,9 MeV
1,8 MeV
1,7 MeV
1,6 MeV
1,5 MeV
2,5 MeV
2,4 MeV
2,35 MeV
2,3 MeV
2,2 MeV
2,1 MeV
2,0 MeV
0°
50°
100°
150°
180°
θ_{CM}
(a)
(b)

Figure 26

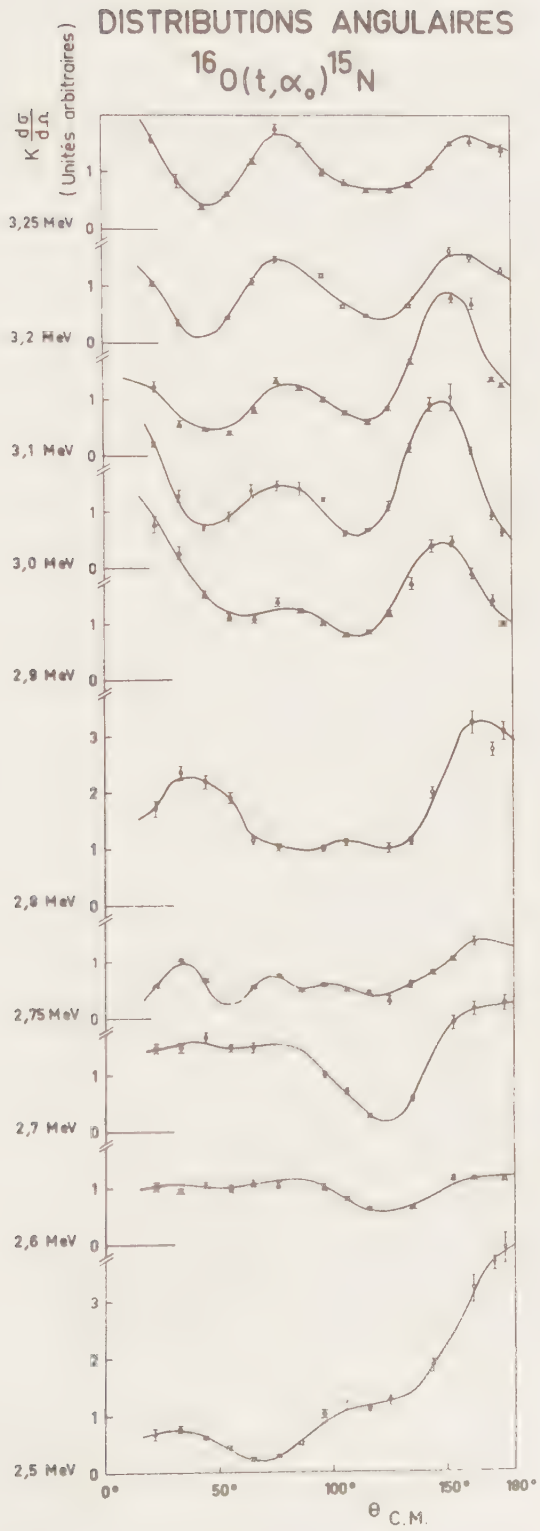

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES
$^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$
$K\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (Unités arbitraires)
3,25 MeV
3,2 MeV
3,1 MeV
3,0 MeV
2,9 MeV
2,8 MeV
2,75 MeV
2,7 MeV
2,6 MeV
2,5 MeV
0°
50°
100°
150°
180°
θ C.M.

Figure 27

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}	a_{12}
1,60	0,72±0,04	-0,41±0,03	-0,77±0,03	-0,47±0,05								
1,65	0,44±0,03	-0,34±0,04	-0,50±0,04									
1,70	0,45±0,02	-0,28±0,02	-0,58±0,03	0,45±0,03	0,29±0,04	-0,14±0,05						
1,75	0,47±0,04	-0,18±0,04	-0,60±0,05	0,41±0,05	0,11±0,06	-0,31±0,06						
1,80	0,39±0,03	-0,09±0,04	-0,52±0,04	0,41±0,05	0,03±0,06	-0,34±0,06	-0,04±0,06	-0,14±0,06	-0,24±0,06			
1,85	0,30±0,04	-0,03±0,04	-0,41±0,05	0,38±0,06	-0,03±0,07	-0,31±0,07	-0,15±0,07	-0,21±0,07	-0,21±0,07	-0,21±0,07	-0,21±0,07	-0,21±0,07
1,90	0,25±0,04	0,03±0,04	-0,31±0,05	0,33±0,06	-0,08±0,07	-0,28±0,07						
1,95	0,21±0,05	0,08±0,05	-0,25±0,06	0,29±0,07	-0,12±0,08	-0,25±0,08	-0,17±0,08	-0,17±0,08	-0,17±0,08			
2,00	0,17±0,05	0,12±0,05	-0,20±0,06	0,25±0,07	-0,15±0,08	-0,21±0,08						
2,05	0,13±0,06	0,15±0,06	-0,16±0,07	0,21±0,08	-0,17±0,09	-0,17±0,09						
2,10	0,10±0,06	0,17±0,06	-0,13±0,07	0,17±0,08	-0,18±0,09	-0,13±0,09						
2,15	0,07±0,07	0,18±0,07	-0,10±0,08	0,13±0,09	-0,18±0,10	-0,09±0,10						
2,20	-0,51±0,04	0,63±0,03	-0,21±0,04	-0,39±0,05	0,14±0,05							
2,25	-0,47±0,04	0,59±0,04	-0,17±0,04	-0,34±0,05	0,11±0,05							
2,30	-0,43±0,04	0,55±0,04	-0,14±0,05	0,59±0,05								
2,35	-0,39±0,04	0,49±0,04	-0,10±0,05	0,49±0,06	-0,09±0,07							
2,40	-0,34±0,05	0,43±0,05	-0,13±0,06	0,39±0,07	-0,13±0,08	-0,11±0,08						
2,45	-0,29±0,05	0,37±0,05	-0,15±0,06	0,29±0,07	-0,15±0,08	-0,13±0,08						
2,50	-0,24±0,06	0,31±0,06	-0,17±0,07	0,19±0,08	-0,17±0,09	-0,15±0,09	-0,13±0,09	-0,11±0,09	-0,09±0,09	-0,07±0,09	-0,05±0,09	-0,03±0,09
2,55	-0,19±0,06	0,25±0,06	-0,19±0,07	0,09±0,08	-0,19±0,09	-0,17±0,09	-0,15±0,09	-0,13±0,09	-0,11±0,09			
2,60	-0,14±0,06	0,19±0,06	-0,21±0,07	-0,01±0,08	-0,21±0,09	-0,19±0,09	-0,17±0,09	-0,15±0,09	-0,13±0,09			
2,65	-0,09±0,06	0,13±0,06	-0,23±0,07	-0,11±0,08	-0,23±0,09	-0,21±0,09	-0,19±0,09	-0,17±0,09	-0,15±0,09			
2,70	-0,04±0,06	0,07±0,06	-0,25±0,07	-0,21±0,08	-0,25±0,09	-0,23±0,09	-0,21±0,09	-0,19±0,09	-0,17±0,09			
2,75	0,01±0,06	0,01±0,06	-0,27±0,07	-0,31±0,08	-0,27±0,09	-0,25±0,09	-0,23±0,09	-0,21±0,09	-0,19±0,09			
2,80	0,06±0,06	-0,05±0,06	-0,29±0,07	-0,41±0,08	-0,29±0,09	-0,27±0,09	-0,25±0,09	-0,23±0,09	-0,21±0,09			
2,85	0,11±0,06	-0,11±0,06	-0,31±0,07	-0,51±0,08	-0,31±0,09	-0,29±0,09	-0,27±0,09	-0,25±0,09	-0,23±0,09			
2,90	0,16±0,06	-0,17±0,06	-0,33±0,07	-0,61±0,08	-0,33±0,09	-0,31±0,09	-0,29±0,09	-0,27±0,09	-0,25±0,09			
2,95	0,21±0,06	-0,23±0,06	-0,35±0,07	-0,71±0,08	-0,35±0,09	-0,33±0,09	-0,31±0,09	-0,29±0,09	-0,27±0,09			
3,00	0,26±0,06	-0,29±0,06	-0,37±0,07	-0,81±0,08	-0,37±0,09	-0,35±0,09	-0,33±0,09	-0,31±0,09	-0,29±0,09			

Tableau VIII

Réaction $^{14}N(\alpha,\alpha_0)^{15}N$

Coefficients des polynômes de Legendre normalisés après lissage des points expérimentaux

b) $1{,}95\ \text{MeV} \leq E_t \leq 2{,}4\ \text{MeV}$

Entre 1,95 et 2,0 MeV le maximum à 50° prend de l'importance et le maximum à 140° se précise. Cette évolution aboutit à 2,1 MeV à une courbe à deux maximums, sensiblement symétrique par rapport au minimum à 90° (fig. 26b).

Entre 2,1 et 2,4 MeV, le deuxième maximum disparaît pour donner lieu à une remontée franche à 175°. Le minimum se déplace vers les grands angles et le premier maximum disparaît progressivement.

Remarquons que pour une meilleure mise en évidence de cette évolution, nous avons utilisé sur la figure n° 26 une échelle moitié.

c) $2{,}5 \leq E_t \leq 3{,}25\ \text{MeV}$

Entre 2,4 et 2,5 MeV la forte remontée vers l'arrière disparaît pour donner lieu à une distribution sensiblement isotrope à 2,6 MeV. Ensuite l'évolution est plus complexe et on constate l'apparition de deux maximums à 150° et 80° en même temps que s'amorce une remontée franche vers les très petits angles. Cette évolution semble se confirmer à 12,97 MeV (Aj65) où l'on observe un pic à 5°.

Le tableau VIII des coefficients du lissage montre le caractère direct des mécanismes en jeu, certaines distributions nécessitant des ordres supérieurs à 7 ou 8.

On voit bien sur le tableau suivant que l'ordre maximum des polynômes est au plus de 4 dans le cas où il y a passage par le processus du noyau composé.

Voie d'entrée	J composé	voie de sortie	valeur maximum de 2 L
$\ell_{inc} = 0$	$\frac{1}{2}^+$	$\ell = 0$	0
$\ell = 1$	$\frac{1}{2}^-$	0	0
	$\frac{3}{2}^-$	2	2
$\ell = 2$	$\frac{3}{2}^+$	1	2
	$\frac{5}{2}^+$	3	4

4. SECTIONS EFFICACES INTEGREES

Nous ne disposons d'aucun point de comparaison possible par ^{16}O + t . Par contre BLASER et collaborateurs (Bl51) et plus récemment BAIR et coll. (Ba 64) ont étudié les courbes d'excitation de la réaction $^{18}O(p,n)^{18}F$. Ces deux mesures, réalisées par des techniques différentes, donnent la variation de la section efficace intégrée des neutrons émis en fonction de l'énergie. Dans le tableau n° IX nous donnons la comparaison de leurs résultats avec ceux que nous obtenons après intégration des distributions angulaires de la réaction $^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$.

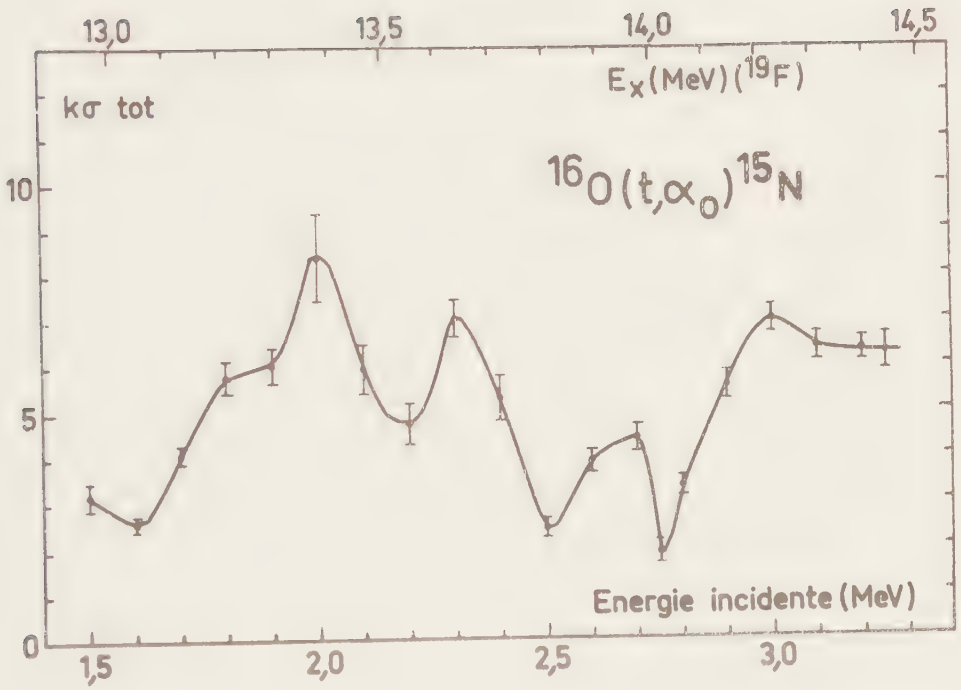


Figure 28

Section efficace intégrée de la réaction $^{16}O(t,\alpha_0)^{15}N$ en fonction de l'énergie incidente et de l'énergie d'excitation dans ^{19}F.

Le trait plein est destiné à faciliter la lecture de la figure.

NOS RESULTATS Excitation dans ^{19}F	BLASER (Bl51)	BAIR (Ba64)
un épaulement à 13,2 MeV	13,2 MeV	
un pic à 13,38 MeV		13,31
un pic à 13,55 MeV	un pic à 13,7	un pic à 13,73
un groupe large à 13,95 MeV		
un pic large à 14,2 MeV	14,2	14,24

TABLEAU N° IX

Energie d'excitation du ^{19}F

Maximums des sections efficaces intégrées

C H A P I T R E III

DESCRIPTION DE LA REACTION (t,α) PAR DES PROCESSUS DIRECTS

A. DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE

a) Divers processus possibles

b) Cas de nos réactions

B. DESCRIPTION THEORIQUE

a) Traitement du stripping avec processus d'échange dans le cadre de la théorie d'Edwards

b) Cas du knock-out

c) Approximations permettant le calcul de T

α) *Travaux antérieurs*

β) *Traitement en DWBA dans le cadre de la théorie d'Edwards*

γ) *Traitement en PWBA dans la même théorie*

δ) *Traitement du knock-out par Tobocman*

C. APPLICATION DE LA PWBA AU TERME T_{II} EN SUPPOSANT M_c FINIE

a) Théorie

α) *Evaluation de* $F_{LM}(-\vec{x}_{\alpha t})$

β) *Evaluation de* $F_{\ell' m'}(\vec{x}_t) F_{\ell m}(\vec{x}_\alpha)$

b) Programme

c) Application et critiques

D. APPLICATION DE LA DWBA AU CALCUL DE T_I ET T_{II} DANS L'APPROXIMATION DE MASSE INFINIE

A. DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE

Un grand nombre d'effets directs ont été décrits dans la littérature. L'arrachement du projectile ou stripping a rencontré un très grand succès car c'est un processus facilement prédominant à basse énergie. On a depuis imaginé d'autres processus dont nous donnons brièvement la description phénoménologique en même temps que celle du stripping.

a) Divers processus possibles

1) L'arrachement ou stripping

Soit un projectile P frappant une cible T et donnant un noyau résiduel R et une particule légère N

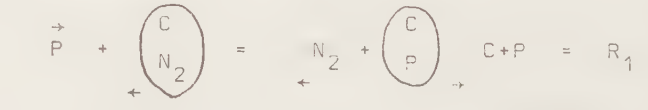
a) si P peut facilement perdre un agglomérat N :

$$P = (N_1 + A)$$

on a un arrachement du projectile.

Dans n'importe quel système N_1 part avec une direction très voisine de celle de P, c'est-à-dire dans la direction incidente. D'où une courbe de distribution dont le maximum est situé aux petits angles.

b) si T peut facilement perdre un agglomérat N : $T = C + N_2$
on a un arrachement de la cible (target stripping)



les produits de la réaction sont les mêmes apparemment mais le groupe N (sortant) vient de la cible alors que dans la réaction 1) a) il venait du projectile.

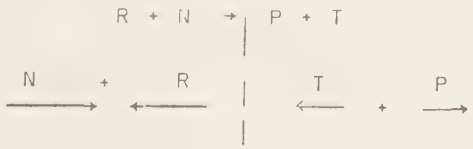
Dans le système du centre de gravité, les deux noyaux, cible et projectile, arrivent l'un vers l'autre avec des vitesses opposées de valeurs absolues très voisines si leurs masses sont peu différentes et si l'énergie incidente est faible. N_2 est projeté vers l'arrière et P emmène le coeur C.

On aurait donc une distribution angulaire avec maximum vers l'arrière (Ho57). Le processus a été très controversé dans la littérature. Non pas que son existence phénoménologique soit douteuse mais son interprétation (Ow 59) a été souvent accompagnée par des approximations si importantes qu'elles ont faussé le traitement théorique (Da61) (Ro62).

Nous verrons ci-dessous comment on peut comprendre ce processus suivant les données théoriques actuelles (Ed63).

2) La collection ou pick-up

a) Soit la réaction précédente inversée par rapport au temps. Pour simplifier le langage nous l'appellerons : réaction I.T de la réaction précédente.



On voit que cette réaction est la réaction I.T d'arrachement du projectile. N étant dans P, $N_{inc} = N_1$ et $R = A + C + N_2$.

La particule N enlève à R un agglomérat A et l'emmène vers l'avant, constituant le noyau P.

Le traitement théorique est donc facilement déductible de celui de 1) a).

C'est un phénomène de collection du groupement A.

b) Si cette réaction se produit de manière que R perde un groupement P vers l'arrière $R = A + C + N_1$

Il reste C qui est emmené par N vers l'avant.

On voit qu'il s'agit de la réaction inversée par rapport au temps et par rapport à l'espace de la réaction 1) b).

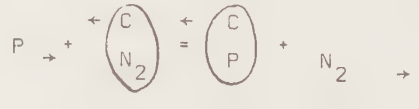
Il s'agit ici du phénomène de collection du groupement C.

3) L'éjection ou knock-out

a) revenons à la réaction

$$P + T \rightarrow R + N$$

et imaginons que P fasse un choc de plein fouet sur l'agglomérat N_2 de T. N_2 est alors éjecté vers l'avant et P remplace N_2 et recule avec C



Ce processus est dit d'éjection ou knock-out.

b) On peut imaginer le processus inverse où P frappe C l'emmène vers l'avant alors que N_2 recule.

ce processus est appelé éjection arrière ou backward knock-out On voit qu'il est absolument comparable au point de vue phénoménologique au processus 1) b) (arrachement de la cible ou heavy particle stripping).

Remarque : les processus IT des deux précédents sont encore des knock-out.

b) Cas de nos réactions

Examinons le cas de nos réactions (t,α)

$$t + {}^{A}_{Z}A \rightarrow \alpha + {}^{A-1}_{Z-1}A'$$

1) On voit tout de suite que la réaction peut s'expliquer par les deux types de pick-up ou

2) Par éjection d'un groupement α du noyau cible (éjection avant ou arrière).

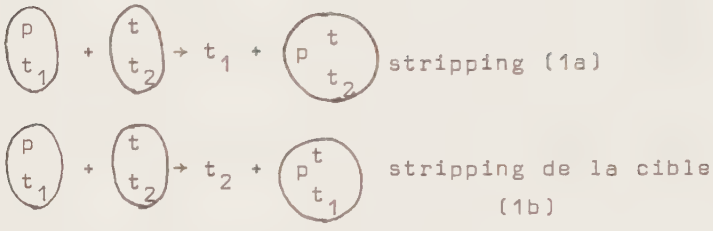
Examinons un à un les cas particuliers :

A) $\boxed{t + {}^{7}_{3}Li \rightarrow \alpha + {}^{6}_{2}He}$

1) le pick up

Il est à beaucoup d'égards plus facile d'écrire la réaction IT

$$\alpha + {}^{6}_{2}He \rightarrow t + {}^{7}_{3}Li$$



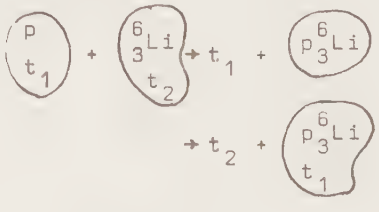
Nous avons donc les deux types de pick-up (2a) et (2b)
En langage clair le triton peut collecter un proton ou un autre triton.

2) Le knock-out

Nous verrons plus tard ce qu'il faut penser des structurations possibles que nous avons envisagées.

B) $\boxed{t + {}^{10}_{5}B \rightarrow \alpha + {}^{9}_{4}Be}$

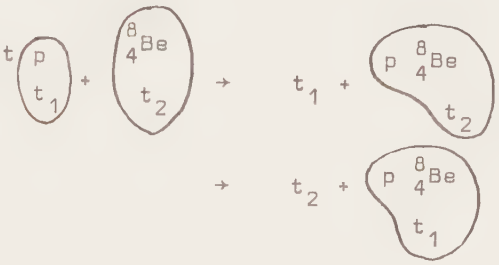
1) La réaction I.T est $\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow t + {}^{10}_{5}B$



En langage clair le triton collecte soit un proton soit le noyau de ${}^{6}_{3}Li$ dans la cible de ${}^{10}_{5}B$ [(2a) et (2b)].

2) Le knock-out : le triton éjecte une particule alpha de $^{10}_{5}B$ et s'agglomère au ^{6}Li résiduel. C'est un processus (3a).

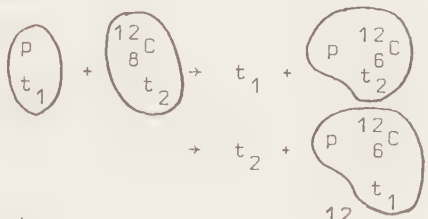
C) $t + {}^{12}_{6}C \rightarrow \alpha + {}^{11}_{5}B$

1) La réaction I.T. est 

Le triton collecte donc soit un proton soit le noyau de $^{8}_{4}Be$.

2) Le knock-out : le triton éjecte une particule alpha de $^{12}_{6}C$ et s'agglomère au ^{8}Be restant.

D) $t + {}^{16}_{8}O \rightarrow \alpha + {}^{15}_{7}N$

1) La réaction I.T est 

Le triton collecte un proton ou un noyau de $^{12}_{6}C$ dans $^{16}_{8}O$

A première vue, certains processus pourront apparaître moins favorisés que d'autres.

Par exemple dans le cas de $^{12}C(t,\alpha)^{11}_{5}B$ le pick-up d'un proton ou d'un ^{8}Be dans $^{12}_{6}C$ apparaît bien moins probable que l'éjection d'une particule alpha.

Mais d'autre part la théorie de $^{12}_{6}C$ par le modèle en couches avec déformation n'exclut pas a priori la possibilité de trouver dans $^{12}_{6}C$ des configurations une particule - un trou. On ne peut donc pas a priori exclure un processus au profit de l'autre.

Dans ces conditions nous tenterons d'examiner la possibilité du pick-up à l'aide du processus d'échange (Ed 63) qui permet de traiter parallèlement les réactions (2a) et (2b). Mais comme ces réactions sont les processus I.T des réactions (1a) et (1b) ce sont ces deux dernières que nous allons tenter de décrire.

La section efficace du pick-up se déduira très facilement de celle du stripping par

$$\frac{d\sigma_{(p.u)}}{d\Omega} = \frac{k^2_{\alpha}}{k^2_{t}} \frac{(2J_{\alpha}+1)}{(2J_{t}+1)} \frac{(2J_{A'}+1)}{(2J_{A}+1)} \frac{d\sigma_{(stripping)}}{d\Omega}$$

B. DESCRIPTION THEORIQUE

a) Traitement du stripping avec processus d'échange dans le cadre de la théorie d'Edwards

Soit la réaction : $\left(\begin{smallmatrix}A\\N_1\end{smallmatrix}\right) + \left(\begin{smallmatrix}C\\N_2\end{smallmatrix}\right) \rightarrow N + R$ avec $R = N+C+A$

Soit Ψ la fonction d'onde du système de toutes les particules en interaction, H l'hamiltonien total.

$$(H - \mathcal{E})\Psi = 0$$

Appelons I le processus où N_1 sort non lié (vrai stripping) et II le processus où N_2 sort non lié (backward stripping). L'élément de matrice des processus sera calculé de deux manières possibles en utilisant la fonction d'onde Ψ^+ et la fonction Ψ^- avec la signification qu'elles ont dans la théorie de Lippmann-Schwinger (Li50).

L'hamiltonien total du système s'écrit :

$$H = H_P + H_T + V_{PT} \qquad H_P = T_A + T_{N_1} + V_{AN_1}$$

$$H_T = T_C + T_{N_2} + V_{CN_2}$$

$$V_{PT} = V_{AN_2} + V_{AC} + V_{N_1N_2} + V_{N_1C}$$

où les potentiels d'interaction sont des interactions à deux corps et sont supposés ne dépendre que de la distance des systèmes en interaction. Soit G la fonction totale de Green appartenant à H.

$$(\mathcal{E} - H)G = 1$$

Nous pouvons décomposer l'Hamiltonien en partie "non perturbée" (0) et en partie "perturbation" (1) de plusieurs manières différentes. Les indices supérieurs 1 et 2 marquant les états initiaux et finals de I, et 3 et 4 ceux de II.

I) $Ho^1 = H_P + H_T$

$H_1^1 = H - H_o^1 = V_{PT} = V_{AT} + V_{N_1T}$

$Ho^2 = H_{R_2} + H_{N_1} = H_{R_2} + T_{N_1} = T_{N_1} + T_A + V_{AT} + H_T$

$H_1^2 = V_{AN_1} + V_{N_1T}$

II) $Ho^3 = H_P + T_C + T_{N_2} + V_{CN_2} = H_o^1$

$H_1^3 = H - Ho^3 = V_{PN_2} + V_{PC} = H_1^1$

$H_o^4 = H_{R_1} + T_{N_2} = T_{N_2} + H_P + T_C + V_{PC}$

$H_1^4 = V_{N_2R_1} = V_{CN_2} + V_{PN_2}$

Les solutions et les fonctions de Green des problèmes non perturbés sont

$(\varepsilon - Ho^1)\varphi_P\varphi_T = 0$ $\qquad$ $(\varepsilon - Ho^1)G_1 = 1$

$(\varepsilon - Ho^2)\varphi_{N_1}\varphi_{R_2} = 0$ $\qquad$ $(\varepsilon - Ho^2)G_2 = 1$

$(\varepsilon - Ho^3)\varphi_P\varphi_T = 0$ $\qquad$ $(\varepsilon - Ho^3)G_3 = 1$

$(\varepsilon - Ho^4)\varphi_{N_2}\varphi_{R_1} = 0$ $\qquad$ $(\varepsilon - Ho^4)G_4 = 1$

Si Ψ_1^+ est fonction propre de l'hamiltonien $H_o^1 + H_1^1$ et φ_1 fonction propre de l'hamiltonien H_o^1 avec la même valeur propre ε, alors la théorie de LIPPMANN-SCHWINGER conduit à la relation

$$\Psi_1^+ = \varphi_1 + G_1(V_{AN_1} + V_{N_1T})\Psi_1^- + G_2(V_{AN_1} + V_{N_1T})\Psi_1^+$$

De même, pour les autres descriptions nous avons :

$$\Psi_2^- = \varphi_{N_1}\varphi_{R_2} + G_2(V_{AN_1} + V_{N_1T})\Psi_2^- = G_1(V_{AT} + V_{N_1T})\Psi_2^-$$

$$\Psi_3^+ = \varphi_P\varphi_T + G_3(V_{PC} + V_{PN_2})\Psi_3^+ = G_4(V_{CN_2} + V_{PN_2})\Psi_3^+$$

$$\Psi_4^- = \varphi_{N_2}\varphi_{R_1} + G_4(V_{CN_2} + V_{PN_2})\Psi_4^- = G_3(V_{PC} + V_{PN_2})\Psi_4^-$$

Les quatre formes sont entièrement équivalentes. Elles contiennent les mêmes informations sur l'état du système mais l'intérêt de Ψ_3^+ par exemple c'est que G_4 décrit le processus où N_2 est la particule qui sort.

Il vient donc pour les éléments de matrice de transition

$$T_I^i = \langle \varphi_{N_1}\varphi_{R_2} | V_{AN_1} + V_{N_1T} | \Psi_1^+ \rangle$$

$$T_I^f = \langle \Psi_2^- | V_{AT} + V_{N_1T} | \varphi_P\varphi_T \rangle$$

$$T_{II}^i = \langle \varphi_{N_2}\varphi_{R_1} | V_{CN_2} + V_{PN_2} | \Psi_3^+ \rangle$$

$$T_{II}^f = \langle \Psi_4^- | V_{PC} + V_{PN_2} | \varphi_P\varphi_T \rangle$$

Les processus I et II ont donc pour élément de transition :

$$T = T_I^i \pm T_{II}^i \quad \begin{matrix} + \text{ pour un boson} \\ - \text{ pour un fermion} \end{matrix}$$

Le triton étant un fermion, dans notre cas

$$T^i = T_I^i - T_{II}^i$$

ou $T^f = T_I^f - T_{II}^f$ avec évidemment $T_\alpha^i = T_\alpha^f$

Examinons les hypothèses faites :

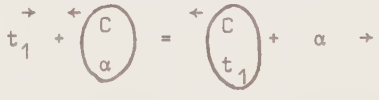
- les effets de perturbation sont localisés
- nous avons traité le problème par des interactions à deux corps sans interaction spin-orbite.

Evidemment il s'agit là d'approximations assez grossières mais il n'existe pas actuellement de traitements plus corrects.

Remarquons ensuite qu'il n'y a rien dans notre description qui s'appuie sur la description phénoménologique excepté le découpage en groupements.

b) Cas du knock-out

Considérons la réaction où le triton éjecte l'alpha de T et emmène C.



On voit que la réaction se présente exactement comme le pick-up d'un groupement C au point de vue du découpage en structures

la seule différence réside dans la description phénoménologique qui met l'accent sur les directions préférentielles. On voit en effet que dans le knock-out l'alpha part surtout vers l'avant alors que dans le pick-up de C l'alpha part vers l'arrière. Comme nous n'avons pas introduit d'autres hypothèses que la structuration le même élément de matrice de

transition T_{II}^{i} ou T_{II}^{f} décrira aussi bien le knock-out que le "heavy particle stripping".

C'est lorsque nous ferons des approximations qu'il conviendra d'être prudent. En effet dans le pick-up le centre lourd est en principe le résidu de la cible quand la particule incidente a collecté un groupement. Dans le cas envisagé le centre de force serait donc la particule α puisque C est la particule collectée.

Dans le knock-out au contraire, le centre de force sera le coeur C. Les cas très clairs seraient ceux où N_2 serait beaucoup plus léger que C (knock-out) et ceux où N_2 serait beaucoup plus lourd que C (pick-up). Ce sont les cas habituellement traités dans la littérature. Dans notre cas on voit qu'il va s'introduire le fait nouveau que toutes les structures ont des masses relativement voisines.

Avant d'entrer dans la discussion des approximations, nous pouvons dire que $T_I - T_{II}$ décrit absolument et formellement tous les processus directs possibles des réactions (t,α) ou (α,t)

Une remarque s'impose cependant: c'est la plus ou moins grande probabilité des processus de structuration soit du projectile en N_1 soit de la cible en N_2. Intuitivement, comme nous l'avons déjà dit, il apparaît plus facile d'arracher un triton à ^{11}B plutôt qu'à la particule α dans la réaction $\alpha + {}^{11}B \rightarrow t + {}^{12}C$.

On pourrait donc introduire artificiellement une certaine probabilité de structuration en écrivant :

$$T = \beta T_I - \alpha T_{II}$$

avec $\alpha + \beta = 1$

c) Approximations permettant le calcul de T

Il nous faut maintenant évaluer la nature et la possibilité des approximations permettant le calcul de T.

Le terme T^{i}_{II} a la forme suivante : $\langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_2} | V_{CN_2} + V_{PN_2} | \psi_3^+ \rangle$

α) *Travaux antérieurs*

OWEN et MADANSKY (Ow59) ont évalué les deux termes en ondes planes et approximation de Born pour traiter cet élément qu'ils appellent élément de matrice du "Heavy Particle Stripping" (H.P.S.). En général cependant ces auteurs trouvent que la principale dépendance angulaire est donnée par V_{PN_2}. EDWARDS a été le premier à faire la remarque que V_{PN_2} est un terme de diffusion. On le comprend mieux à la lueur des remarques que nous avons faites sur la confusion des éléments de transition pour le K.O. ou le H.P.S. Ce terme de diffusion devient prédominant quand la masse du coeur augmente indéfiniment. On a alors du K.O. pur au sens phénoménologique du mot.

Aussi, bien que dans les travaux qui ont précédé ceux d'EDWARDS on ne fasse pas de correction de diffusion, la conclusion de la prédominance de V_{PN_2} est due au fait qu'on néglige le recul du coeur C, donc qu'on le suppose très lourd. DAY, RODBERG et collaborateurs (Da61) avaient déjà attiré l'attention sur les ordres de grandeur de V_{CN_2} (qu'il appellent U_b) et V_{PN_2} (qu'ils appellent V_{ab}). Ils décrivent un processus de knock-out et obtiennent un élément de matrice de transition

$$\langle \eta_a \; \Phi_b \mid V_f \mid \Psi_1^+ \rangle$$

de la réaction $a + \binom{b}{c} \rightarrow b + \binom{c}{a}$

Traduit dans les notations d'EDWARDS ceci donne :

$$< \eta_P \varphi_{N_2} | \; V_{PN_2} + V_{CN_2} | \; \psi_1^+ >$$

avec $P + ({}^{C}_{N_2}) \rightarrow N_2 + ({}^{C}_{P})$

η_P est la fonction d'onde d'état lié du projectile (P avec C)

φ_{N_2} la fonction d'onde plane de N_2

En faisant l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA) les auteurs démontrent alors que l'élément correspondant à $U_b = V_{CN_2}$ devient identiquement nul

$$< \eta_P \Phi_N \; | \; U_b \; | \; \chi_P^+ \; \eta_N > \equiv 0$$

χ_P^+ étant la fonction entrante de la diffusion élastique de P par la cible et η_N la fonction d'onde d'état lié du groupement N_2 dans C.

La nullité de l'élément de matrice est due au fait que η_P et χ_P^+ sont des fonctions propres du même opérateur correspondant à des valeurs propres différentes.

Par contre si on applique brutalement l'approximation de Born en ondes planes (PWBA) le terme correspondant à $U_b = V_{CN_2}$ ne s'annule pas et les auteurs en déduisent que le calcul d'OWEN et MADANSKY est complètement faux puisque c'est ce terme qu'ils donnent comme traduisant le HPS.

DAY et RODBERG en déduisent que l'approximation en ondes planes ne doit pas être faite directement sur le terme général. ROBSON (Ro62) reprend les deux termes en ondes distordues

$$< \eta_P \; \Phi_N \; | U_b \; | \chi_P^+ \; \eta_N > + < \eta_P \chi_N^- | V_{ab} \; | \psi_1^+ >$$

et montre que le premier terme ne devient nul que si l'on fait l'approximation du coeur C infiniment lourd. Il tente d'ailleurs une description plus générale en introduisant des termes d'échange. Il inclut simplement le principe de Pauli et antisymétrise l'amplitude de diffusion.

EDWARDS reprend les arguments de ROBSON dans le cas du stripping et tente le calcul de T_I dans le cas de la cible infiniment lourde et du centre de force infiniment lourd. Il montre alors que T_I^f s'annule alors que T_I^i ne s'annule pas. La destruction de la symétrie "avant" et "après"

$$T_I^i = T_{II}^f$$

est due au fait que l'on a deux centres de force différents "avant" et "après". En évaluant les éléments de matrice du stripping on fait la PWBA et on néglige le deuxième terme (approximation de Butler). En réalité le terme en V_{N_1T} est également un terme de diffusion et EDWARDS affirme que ce terme doit être nul en PWBA où de telles corrections sont systématiquement négligées. Il nous semble que ceci n'est parfaitement exact que lorsque l'on fait l'hypothèse de la cible très lourde ce qui paraît raisonnable en général dans le cas du stripping.

Il apparaît cependant qu'il est préférable quand on fait l'hypothèse d'un centre de force infini de traiter d'abord l'approximation DWBA et ensuite seulement l'approximation PWBA .

β) *Traitement en DWBA dans le cadre de la théorie d'Edwards*

La DWBA est telle que l'on fait des approximations sur Ψ par les fonctions des états de diffusion élastique non liés (P sur T, N_1 sur R_2 , N_2 sur R_1).

Le problème de la diffusion élastique P-T et N-R a été traité par EDWARDS dans la théorie de Lippmann-Schwinger et les processus déjà décrits.

On obtient ainsi $\Phi_1^+ \Phi_2^- \Phi_3^+ \Phi_4^-$ pour la diffusion P-T $\Phi_1^+\Phi_2^-$ sans échange et $\Phi_3^+\Phi_4^-$ avec échange

De même $\xi_1^+\xi_2^-$ et $\xi_3^+ \xi_4^-$ pour la diffusion N-R.

- Cas du processus I

On suppose alors que P est plus affecté que T et N_1 plus affecté que R par la diffusion

$$\Phi_1^+ \simeq \chi_P^+ \varphi_T \qquad \xi_2^- \simeq \chi_{N_1}^- \varphi_R$$

De sorte que pour la diffusion, seuls les termes de $V_{AT} + V_{N_1T}$ diagonaux en φ_T contribuent, à savoir $(V_{AT} + V_{N_1T})$ ainsi que ceux de $V_{AN_1} + V_{N_1T}$ diagonaux en φ_R, $(V_{AN_1} + V_{N_1T})_{RR}$
Il vient alors :

$$T_I^1 \simeq \langle \chi_{N_1}^- \varphi_R \mid V_{AN_1} + V_{N_1T} - (V_{AN_1} + V_{N_1T})_{RR} \mid \chi_P^+ \varphi_T \rangle$$

en évaluant l'élément de matrice précédent, on suppose que l'on peut remplacer $|V_{AN_1} + V_{N_1T}|_{RR}$ par un potentiel $\tilde{U}$ défini en fonction du modèle optique.

Les auteurs supposent en général que $V_{N_1T} - \tilde{U} \sim 0$ ([illegible]) (Edb3).

Dans le cas du stripping (I), le résultat est clair parce que le terme en V_{AN_1} est un terme réellement beaucoup plus important que les autres, de sorte que même si $\langle \mid V_{N_1T} - \tilde{U} \mid \rangle \neq 0$ le résultat reste valable.

L'approximation DWB de l'élément de matrice initial T_I^i est donc

$$T_I^i \simeq \langle \chi^-_{N_1} \varphi_R \mid V_{AN_1} \mid \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

On fait de même pour T_I^f

$$T_I^f \simeq \langle \chi^-_{N_1} \varphi_R \mid V_{AT} \mid \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

EDWARDS démontre que la symétrie "avant -après" est préservée.

Si l'on fait l'approximation DWBA, puis de masse infinie, puis PWBA sur T_I EDWARDS démontre que l'on obtient l'approximation de BUTLER pour le stripping.

- Cas du processus II

$$\Psi_3^+ \sim \Phi_3^+ \qquad \Psi_4^- \sim \xi_4^- \qquad \Phi_3^+ \simeq \chi^+_P \varphi_T \qquad \xi_4^- \simeq \chi^-_{N_2} R_1$$

Le calcul est absolument identique au précédent. EDWARDS démontre ici également que

$$\langle \mid V_{PN_2} - (V_{CN_2} + V_{PN_2}) RR \mid \rangle \sim 0$$

On obtient alors

(A) $$T_{II}^i \sim \langle \chi^-_{N_2} \varphi_{R_1} \mid V_{CN_2} \mid \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

(A') $$T_{II}^f \sim \langle \chi^-_{N_2} \varphi_{R_1} \mid V_{PC} \mid \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

On a vu qu'on peut s'attendre à trouver pour le processus I un bon accord de la théorie de Butler avec les faits expérimentaux quand un projectile faiblement lié est cassé par une cible massive.

On peut obtenir le même genre de résultat pour II. Ceci arrivera lorsqu'un projectile relativement lourd casse une cible dont le coeur est peu lié à la particule N_2.

Les deux approximations sont simultanément incompatibles sauf dans le cas où une cible relativement lourde tombe sur un noyau dont le coeur C est lui-même assez lourd.

Retenons la limite pour $M_c \to \infty$ du terme T_{II} (A)

$$(B) \qquad T^f_{II} \to \langle \chi^-_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

Nous comparerons ce résultat à celui trouvé par TOBOCMAN pour le K.O.(To61).

Soulignons les termes conservés dans les éléments T trouvés par DWBA quand on ne fait pas l'approximation de masse infinie pour le coeur C (Ed63).

$$T^i_I = \langle \chi^-_{N_1} \varphi_{R_2} | \underline{V_{AN_1}} + V_{N_1T} - (V_{AN_1} + V_{N_1T})_{RR} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

$$T^f_{II} = \langle \chi_{N_1} \varphi_{R_2} | V_{AT} + V_{N_1T} - (V_{AT} + V_{N_1T})_{TT} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

$$T^i_{II} = \langle \chi_{N_2} \varphi_{R_1} | \underline{V_{CN_2}} + V_{PN_2} - (V_{CN_2} + V_{PN_2})_{RR} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

$$T^f_{II} = \langle \chi^-_{N_2} \varphi_{R_1} | \underline{V_{PC}} + V_{PN_2} - (V_{PC} + V_{PN_2})_{TT} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

γ) *Traitement en DWBA dans le cadre de la théorie d'Edwards.*
EDWARDS applique aux termes soulignés la PWBA et obtient

$$T^{i}_{I} = \langle \varphi_{N_1} \varphi_{R_2} | V_{AN_1} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

$$T^{f}_{I} = \langle \varphi_{N_1} \varphi_{R_2} | V_{AT} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

A)
$$T^{i}_{II} = \langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{CN_2} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

$$T^{f}_{II} = \langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PC} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

et avec l'approximation $M_c \to \infty$:

$$T^{i}_{I} = \langle \varphi_{N_1} \varphi_{R_2} | V_{AN_1} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

B)
$$T^{f}_{I} = \langle \varphi_{N_1} \varphi_{R_2} | V_{AT} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

$$T^{i}_{II} = \langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

$$T^{f}_{II} = \langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} | \varphi_P \varphi_T \rangle$$

δ) *Traitement du knock-out par Tobocman*

TOBOCMAN (To61) étudie le knock-out en ondes planes. Il effectue sans passer par la DWBA, la PWBA.

Le terme d'élément de matrice de transition est :

$$\langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} + V_{CN_2} | \varphi_T \varphi_P \rangle$$

La forme donnée par TOBOCMAN dans ses notations est

$$\langle \varphi_F \varphi_N | V_{PN} + V_{CN} | \varphi_I \varphi_P \rangle$$

On voit qu'il s'agit de l'approximation brutale en ondes planes du terme T^i_{II} qui est le terme calculé pour le processus II, processus d'échange du stripping. Nous reviendrons sur cette approximation.

En DWBA TOBOCMAN obtient :

$$\langle \chi^-_{N_2}\varphi_{R_1} | V_{CN_2} + V_{PN_2} - \overbrace{|V_{CN_2} + V_{PN_2}}| \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

et prend comme terme principal V_{PN_2} . Sans le justifier, il considère $V_{CN_2} - \tilde{V}$ comme un terme correctif vraiment nul dans le cas de $M_c = \infty$. Il en déduit dans son livre le terme approché

$$T^i_{II} \sim \langle \chi^-_{N_2}\varphi_{R_1} | V_{PN_2} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

En résumé, nous pouvons dire que si l'on fait la DWBA, on peut pratiquement en stripping approcher T^i_I *par* $\langle \chi^-_{N_1}\varphi_R | V_{AN_1} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$ *parce que le cas du stripping vrai correspond toujours à une cible lourde au regard du fragment arraché.*

Par contre T^i_{II} *donne lieu à des approximations moins claires et contradictoires. Si on veut conserver les deux termes de la théorie générale il faudrait pouvoir calculer le terme complet résultant de la DWBA*

$$T^i_{II} = \langle \chi^-_{N_2}\varphi_{R_1} | V_{CN_2} + V_{PN_2} - \tilde{U} | \chi^+_P \varphi_T \rangle$$

Bien qu'EDWARDS semble prouver que $V_{PN_2} - \tilde{U}$ *s'évanouit dans le cas général, il paraît difficile de négliger le*

knock out que l'un de ces termes représente.

Si on se contente de l'approximation de masse infinie pour C il ne subsiste que le terme de knock-out, et le terme de H.P.S. disparaît

$$T^{i}_{II} \rightarrow \langle \chi_{N_2}^{-} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} | \chi_P^{+} \varphi_T \rangle$$

La difficulté due à la présence de $\tilde{U}$ *qu'il est difficile d'évaluer disparaît par contre en PWBA. De sorte que l'on peut dans une première approche évaluer* T^{i}_{II} *en ondes planes mais cette fois en précisant bien que l'on ne fait pas l'approximation de masse infinie pour C (sinon comme on l'a vu l'approximation directe en PWBA n'est pas valable.)*

On a alors

$$T^{i}_{II} \rightarrow \underset{M_C \neq \infty}{\langle \varphi_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} + V_{CN_2} | \varphi_P \varphi_T \rangle}$$

C'est le terme trouvé en ondes planes pour le knock-out par TOBOCMAN.

C) APPLICATION DE LA PWBA AU TERME T_{II} EN SUPPOSANT M_C FINIE

Etant donné la prédominance supposée du K.O dans les réactions

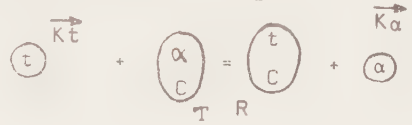
$^{16}O(t,\alpha)$

et $^{12}C(t,\alpha)$

nous nous sommes attachés d'abord à l'étude du terme T_{II} en ondes planes.

Rappelons que le coeur C n'est pas affecté par le choc de t sur α et que C, t et α sont considérés comme des particules élémentaires.

Nous avons réalisé un programme en PAF à la CAB 500 du C.R.N. puis en Fortran sur IBM 1620, qui nous donne la section efficace différentielle en fonction de l'angle dans le système du centre de gravité.



a) Théorie

$\vec{K}_\alpha$ est le vecteur d'onde relatif de la voie de sortie

$\vec{r}_{\alpha c}$ la distance du centre de gravité de la particule α au centre de gravité du coeur C.

$\varphi_R(\vec{r}_{t.c})$ est la fonction d'onde interne du résiduel R

$$\Phi_b = e^{i\vec{K}_\alpha \vec{r}_{\alpha R}} \varphi_R(\vec{r}_{tc})$$

de même $$\Phi_a = e^{i\vec{K}_t \vec{r}_{tT}} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c})$$

$$(1) \quad T_{fi} = \langle e^{i\vec{K}_\alpha \vec{r}_{\alpha R}} \varphi_R(\vec{r}_{tc}) \,|\, V_{t\alpha} + V_{\alpha c} \,|\, e^{i\vec{K}_t \vec{r}_{tT}} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c}) \rangle$$

on exprime $\vec{r}_{tT}$ et $\vec{r}_{\alpha R}$ en fonction de $\vec{r}_{tc}$ et $\vec{r}_{\alpha c}$.

En voie d'entrée $\vec{r}_{tT} = \vec{r}_{tc} + \vec{r}_{cT}$

$$M_c \vec{r}_{cT} + M_\alpha \vec{r}_{\alpha T} = M_c \vec{r}_{cT} + M_\alpha (\vec{r}_{\alpha c} + \vec{r}_{cT}) = 0$$

$$\vec{r}_{cT} = -\frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_c} \vec{r}_{\alpha c} = -\frac{M_\alpha}{M_T} \vec{r}_{\alpha c} \quad \text{si} \quad M_\alpha + M_c \# M_T$$

(2) $$\vec{r}_{tT} = \vec{r}_{tc} - \frac{m_\alpha}{m_T}\vec{r}_{\alpha c}$$

De même si $M_R \neq M_t + M_c$

(3) $$\vec{r}_{\alpha R} = \vec{r}_{\alpha c} - \frac{M_t}{M_R}\vec{r}_{tc}$$

On porte (2) et (3) dans (1).

$$T_{t\alpha} \sim \int e^{-i\vec{k}_\alpha\left[\vec{r}_{\alpha c} - \frac{M_t}{M_R}\vec{r}_{tc}\right]} \varphi_R^*(\vec{r}_{tc}) \left| V_{t\alpha} + V_{\alpha c} \right| e^{i\vec{K}_t\left(\vec{r}_{tc} - \frac{M_\alpha}{M_t}\vec{r}_{\alpha c}\right)} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c})\, d\vec{r}_{tc}\, d\vec{r}_{\alpha c}$$

Posons (4) $$\vec{X}_\alpha = \vec{K}_\alpha + \frac{M_\alpha}{M_T}\vec{K}_t \qquad \vec{X}_t = \vec{K}_t + \frac{M_t}{M_R}\vec{K}_\alpha$$

On obtient (5) $$T_{t\alpha} = \int d\vec{r}_{tc}\, d\vec{r}_{\alpha c}\, e^{-i\vec{X}_\alpha \vec{r}_{\alpha c}} \varphi_R^*(\vec{r}_{tc}) \left| V_{t\alpha} + V_{\alpha c} \right| e^{i\vec{X}_t \vec{r}_{tc}} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c})$$

Le terme $T_{II} = \langle \varphi_\alpha \varphi_R \left| V_{t\alpha} + V_{c\alpha} \right| \varphi_T \varphi_t \rangle$

est décomposé en deux amplitudes

$$A(t,\alpha) = \langle \varphi_\alpha \varphi_R \left| V_{t\alpha} \right| \varphi_T \varphi_t \rangle$$

$$A(c,\alpha) = \langle \varphi_\alpha \varphi_R \left| V_{c\alpha} \right| \varphi_T \varphi_t \rangle$$

$$A(t,\alpha) = \int d\vec{r}_{tc}\, d\vec{r}_{\alpha c}\, e^{-i\vec{X}_\alpha \vec{r}_{\alpha c}} \varphi_R^*(\vec{r}_{tc}) V_{t\alpha}\, e^{i\vec{X}_t \vec{r}_{tc}} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c})$$

$$A(\alpha c) = \int d\vec{r}_{tc}\, d\vec{r}_{\alpha c}\, e^{-i\vec{X}_\alpha \vec{r}_{\alpha c}} \varphi_R^*(\vec{r}_{tc})\, V_{\alpha c}\, e^{i\vec{X}_t \vec{r}_{tc}} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c})$$

Etant donné la forme de $V_{\alpha c}(\vec{r}_{\alpha c})$

$$A(\alpha c) = \int d\vec{r}_{tc}\, e^{i\vec{X}_t \vec{r}_{tc}} \varphi_R^*(\vec{r}_{tc}) \int e^{-i\vec{X}_\alpha \vec{r}_{\alpha c}} V_{\alpha c}\, \varphi_T(\vec{r}_{\alpha c})\, d\vec{r}_{\alpha c}$$

φ_T (fonction d'onde d'état lié de C dans T) obéit à l'équation de Schrodinger

$$H_T \varphi_T = E' \varphi_T$$

avec $H_T = -\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha C}} \nabla^2(r_{\alpha C}) + V_{\alpha C}$ et

$$E' = \frac{\hbar^2 k_T^2}{2M_{\alpha C}} = [M_T - (M_C + M_\alpha)] c^2 = Q$$

$$A(\alpha C) = \frac{\hbar^2}{2M_{\alpha C}} \int d\vec{r}_{tC}\, e^{i\vec{\chi}_t \vec{r}_{tC}} \varphi_R^*(\vec{r}_{tC}) \int e^{-i\vec{\chi}_\alpha \vec{r}_{\alpha C}} (\nabla^2 - k_T^2) \varphi_T(\vec{r}_{\alpha C})$$

L'application du théorème de Green

$$(\nabla^2 - k_T^2) \varphi_T(\vec{r}_{\alpha C}) = -(\chi_\alpha^2 + k_T^2) \varphi_T(\vec{r}_{\alpha C})$$

simplifie encore l'expression de $A(\alpha C)$

$$(6)\quad A(\alpha - C) = -\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha - C}} (\chi_\alpha^2 + k_T^2) \int d\vec{r}_{t-C}\, e^{i\vec{\chi}_t \vec{r}_{t-C}} \varphi_R^*(\vec{r}_{t-C}) \int d\vec{r}_{\alpha - C}\, e^{-i\vec{\chi}_\alpha \vec{r}_{\alpha - C}} \varphi_T(\vec{r}_{\alpha - C})$$

Pour $A(\alpha - t)$ la dépendance de $V_{\alpha - t}(\vec{r}_{\alpha - t})$ ne permet pas cette simplification. On approche alors $V_{\alpha - t}$ par un potentiel à portée nulle (zero range approximation). On suppose ainsi que la particule α est émise au point où la particule t est absorbée. On donne de cette façon moins d'importance à $A(\alpha - c)$.

Ainsi $V(\alpha - t) = V_0\, \delta(\vec{r}_{\alpha - t})$ $\qquad V_0 = C^{te}$

$$\delta(\vec{r}_{\alpha - t}) = \delta(\vec{r}_{\alpha - C} - \vec{r}_{t - C}) \Rightarrow \vec{r}_{\alpha - C} = \vec{r}_{t - t} = \vec{r}$$

(2) et (3) deviennent

$$\vec{r}_{t - T} = \alpha \vec{r}$$
$$\vec{r}_{\alpha - R} = \beta \vec{r} \quad \Rightarrow \quad \vec{r}_{t - T} \,/\!/\, \vec{r}_{\alpha - R}$$

$$A(t-\alpha) = V_0 \int e^{i(\vec{\gamma}_t - \vec{\gamma}_\alpha)\vec{r}} \varphi_R^*(\vec{r})\, \varphi_T(\vec{r})\, d\vec{r}$$

en remplaçant $V(\alpha-t)$ et $\vec{r}_{t-0}$ et $\vec{r}_{\alpha-0}$ par leur valeur et en utilisant la propriété de la fonction de Dirac

$$\int f(x,y)\, \delta(x-y)\, dy = f(x)$$

Si de plus

$$(7) \qquad \vec{\gamma}_{\alpha t} = \vec{\gamma}_\alpha - \vec{\gamma}_t = \frac{M_c}{M_R}\vec{K}_\alpha - \frac{M_c}{M_T}\vec{K}_t$$

$$(8) \qquad A(t,\alpha) = V_0 \int e^{-i\vec{\gamma}_{\alpha t}} \varphi_R^*(\vec{r})\, \varphi_T(\vec{r})\, d\vec{r}$$

$\varphi_F^*(\vec{r})$, $\varphi_I(\vec{r})$ fonctions de la même variable s'écrivent également :

$$\varphi_R^*(\vec{r})\, \varphi_T(\vec{r}) = \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{M=L}^{+L} \left[\int \varphi_R^*(\vec{r})\, \varphi_T(\vec{r})\, Y_L^M(\Omega_r)\, d\Omega_r \right] Y_L^{M*}(\Omega_r)$$

Posons $$g_{L,M}^{T\to R*}(r) = \int \varphi_R^*(\vec{r})\, \varphi_T(\vec{r})\, Y_L^M(\Omega_r)\, d\Omega_r \qquad (9)$$

$$\varphi_R^*(\vec{r})\, \varphi_T(\vec{r}) = \sum_{0}^{\infty} \sum_{M=-L}^{+L} g_{L,M}^{T\to R*}(r)\, Y_L^{M*}(\Omega_r)$$

$$\sum_{L,M} \int g_{L,M}^{T\to R*}(r)\, Y_L^{M*}(\Omega_r)\, e^{-i\vec{\gamma}_{\alpha t}\vec{r}}\, d\vec{r}$$

Posons

$$(10) \qquad F_{LM}(\vec{k}) = \int g_{LM}^{T\to R*}(r)\, Y_L^{M*}(\Omega_r)\, e^{i\vec{k}\vec{r}}\, d\vec{r}$$

(8) devient simplement

$$(11) \qquad A(\alpha-t) = V_0 \sum_{L,M} F_{LM}\left(-\vec{\chi}_{\alpha t}\right)$$

L'introduction des dépendances angulaires va permettre d'une part de limiter la sommation de L et d'avancer l'évaluation de $g^{T\to R*}_{L,M}$

On suppose dans ce but les noyaux cible et résiduel dans des états de moment angulaire bien défini ℓ et ℓ'. C'est dire que le coeur C est sphérique et les potentiels, centraux. Alors les parties radiales et angulaires des fonctions d'onde se séparent

$$(12) \qquad \varphi_T(\vec{r}_{\alpha-c}) = \varphi_T^{\ell}(\vec{r}_{\alpha-c})\, Y_\ell^m(\Omega_{r_{\alpha-c}})$$

$$\varphi_R(\vec{r}_{t-c}) = \varphi_R^{\ell'}(\vec{r}_{t-c})\, Y_{\ell'}^{m'}(\Omega_{r_{t-c}})$$

(9) s'écrit $$j_{L,M}^{T\to R*}(r) = \int \varphi_R^{\ell'*}(r) Y_{\ell'}^{m'*}(\Omega_r)\, \varphi_T(r)\, Y_\ell^m(\Omega_r)\, Y_L^M(\Omega_r)\, d\Omega_r$$

$$= \varphi^{\ell'*}(r)\, \varphi_T^{\ell}(r) \int Y_{\ell'}^{m'*}(\Omega_r)\, Y_\ell^m(\Omega_r)\, Y_L^M(\Omega_r)\, d\Omega_r$$

La relation de composition des harmoniques sphériques donne

$$\int Y_{\ell'}^{m'*}(\Omega_r)\, Y_\ell^m(\Omega_r)\, Y_L^M(\Omega_r)\, d\Omega_r = \left[\frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)}{(2\ell'+1)\,4\pi}\right]^{1/2} \langle \ell L 00 | \ell' 0 \rangle \langle \ell L m M | \ell' m' \rangle$$

avec $$\begin{cases} |\ell-\ell'| \le L \le \ell+\ell' \\ m' = m + M \end{cases}$$

(13) $$g^{T\to R^*}_{LM}(r) = \sqrt{\frac{(2l+1)(2L+1)}{4\pi(2l'+1)}} \langle l L o c | l c \rangle \langle l L m M | l' m' \rangle \varphi^{l'}_{R}(r)^* \varphi^{l}_{T}(r)$$

Avec les équations (12), (6) devien

$$A(\alpha\text{-}c) = -\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha\text{-}c}} (\chi^2_\alpha + k^2_I) \int d\vec{r}_{t\text{-}c}\, e^{i\vec{\chi}_t \vec{r}_{t\text{-}c}} \varphi^{l'*}_{R}(r_{t\text{-}c}) Y^{m'*}_{l'}(\Omega r_{t\text{-}c}) \int d\vec{r}_{\alpha\text{-}c}\, e^{-i\vec{\chi}_\alpha \vec{r}_{\alpha\text{-}c}} \varphi^{(r)}_{\alpha\text{-}c} Y^{m}_{l}(\Omega_{\alpha\text{-}c})$$

et si on pose comme dans (10)

$$F^{\chi}_{lm}(\vec{k}) = \int d\vec{r}\, e^{i\vec{k}\vec{r}} \varphi^{l}_{\chi}(r) Y^{m*}_{l}(\Omega_r)$$

alors nous obtenons

(14) $$A(\alpha\text{-}c) = -\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha\text{-}c}} (\chi^2_\alpha + k^2_I) F^{R}_{l'm'}(\vec{\chi}_t) F^{T*}_{lm}(\vec{\chi}_\alpha)$$

Il suffit dans les deux cas d'évaluer les $F_{lm}(\vec{k})$.

α) *Evaluation de* $F_{LM}(-\vec{\chi}_{\alpha t})$

Utilisons la relation

$$e^{i\vec{k}\vec{r}} = 4\pi \sum_{L'M'} i^{L'} j_{L'}(kr) Y^{M'*}_{L'}(\Omega_k) Y^{M'}_{L'}(\Omega_r)$$

$$F_{LM}(-\vec{\chi}_{\alpha t}) = 4\pi \int \sum_{L'M'} i^{L'} j_{L'}(\chi_{t\alpha} r) Y^{M'*}_{L'}(\Omega_{\chi_{t\alpha}}) Y^{M'}_{L'}(\Omega_r)\, g^{T\to R^*}_{LM}(r)\, Y^{M*}_{L}(\Omega_r) r^2 dr\, d\Omega$$

(15) $$F_{LM}(-\vec{\chi}_{\alpha t}) = 4\pi i^{-L}\, Y_L^M(\Omega_{-\vec{\chi}_{\alpha t}}) \int j_L(\chi_{\alpha t} r)\, g_{LM}^{T\to R^*}(r)\, r^2 dr$$

A la suite de Bathia, en supposant que $j_L(\chi_{\alpha t}\cdot r)$ varie très peu au voisinage du rayon nucléaire R_T, nous assimilerons la valeur de l'intégrale à sa valeur au voisinage du rayon R_T.

Ainsi

$$\int j_L(\chi_{\alpha t} r)\, g_{LM}^{T\to R^*}(r)\, r^2 dr \simeq j_L(\chi_{\alpha t} R_T) \times \sqrt{\frac{(2\ell+1)(2L+1)}{4\pi(2\ell'+1)}} \langle \ell L 00|\ell' 0\rangle \langle \ell L m M|\ell' m'\rangle \frac{R_T^2}{k_T+k_R} \varphi_R^{\ell'*}(R_T)\, \varphi_T^{\ell}(R_T)$$

Si pour la mesure à un angle on prend $-\vec{\chi}_{\alpha t}$ comme axe de référence, alors

$$Y_L^{M\,*}(\Omega_{-\vec{\chi}_{\alpha t}}) = Y_L^{M*}(0,0) = \delta_{M=0} \times \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}$$

$$-\vec{\chi}_{\alpha t} = a\,\vec{k}_\alpha + b\,\vec{k}_t \qquad |\chi_{\alpha t}| = \left[a^2 k_\alpha^2 + b k_t^2 + 2ab\, k_\alpha k_t \cos\theta\right]^{1/2}$$

avec $$\hat{\theta} = (\vec{k}_\alpha, \vec{k}_t) = \theta_{CM}$$

D'autre part M = 0 m = m' d'où

$$A(\alpha\text{-}t) = -\delta_{mm'}\, V_0 \sum_{L=|\ell-\ell'|}^{\ell+\ell'} i^{-L} \frac{R_T^2}{k_I + k_R} \varphi_R^{\ell'*}(R_T)\, \varphi_T^{\ell}(R_T)(2L+1)\sqrt{\frac{2\ell+1}{2\ell'+1}} \langle \ell L 00|\ell' 0\rangle$$

$$\times \langle \ell L m 0|\ell' m\rangle\, j_L(\chi_{\alpha t} R_T)$$

La dépendance angulaire de ce terme est donné par $j_L(\chi_{\alpha t} R_T)$ Or celle-ci est une fonction oscillatoire dont l'amplitude décroît lorsque l'argument augmente. Or pour $\theta_{CM} = 0$ $\chi_{\alpha t} = |\chi_t - \chi_\alpha|$ si bien que $\chi_{\alpha t} R_T$ est minimum, donc en général une grande amplitude est favorisée. C'est pourquoi TOBOCMAN appelle $A(\alpha-t)$ "the forward K.O amplitude".

β) Evaluation de $F^{R}_{\ell' m'}(\vec{\chi}_t)\, F^{T}_{\ell m}(\vec{\chi}_\alpha)$

Le traitement se fait avec les mêmes approximations que précédemment d'où les résultats suivants :

$$F^{T\,*}_{\ell m}(\vec{\chi}_\alpha) = -4\pi\, i^{\ell}\, Y^{m}_{\ell}(\Omega_{\vec{\chi}_\alpha})\, \frac{R_T^2}{k_T}\, \varphi^{\ell}_{T}(R_T)\, j_\ell(\chi_\alpha R_T)$$

$$F^{T}_{\ell' m'}(\vec{\chi}_t) = -4\pi\, i^{\ell'}\, Y^{m'\,*}_{\ell'}(\Omega_{\vec{\chi}_t})\, \frac{R_T^2}{k_R}\, \varphi^{*\ell'}_{R}(R_T)\, j_{\ell'}(\chi_t R_T)$$

Dans ce dernier cas on a supposé que pour les réactions (t,α) $R_T \neq R_R$.

Si on prend, pour la mesure à un angle, $\vec{\chi}_t$ comme axe de référence on obtient simultanément

$$Y^{m'\,*}_{\ell'}(0,0) = \delta_{m'0}\sqrt{\frac{2\ell'+1}{4\pi}} \quad \rightarrow \quad m' = 0$$

et

$$Y^{m}_{\ell}(\Omega_{\vec{\chi}_\alpha}) = Y^{m}_{\ell}(\Omega_{\vec{\chi}_\alpha - \vec{\chi}_t}) = Y^{m}_{\ell}(\Omega_{\vec{\chi}_{\alpha t}})$$

d'où

$$A(\alpha,c) = \frac{\hbar^2}{2M_{\alpha c}}(4\pi)^{3/2}\sqrt{2\ell'+1}\; i^{\ell-\ell'}\, \frac{\chi_\alpha^2 + k_T^2}{k_T k_R}\, R_T^{\phi}\, \varphi^{\ell}_{T}(R_T)\, \varphi^{\ell\,*}_{R}(R_T)\, Y^{m}_{\ell}(\Omega_{\vec{\chi}_{t\alpha}}) \times j_\ell(\chi_\alpha R_T)\, j_{\ell'}(\chi_t R_T)\, \delta_{m'0} \qquad (17)$$

La dépendance angulaire a pour origine les arguments des fonctions $j_\ell(\chi_\alpha R_T)$ et $j_{\ell'}(\chi_t R_T)$

$$\chi_\alpha = \left[K_\alpha^2 + \left(\frac{M_\alpha}{M_T}\right)^2 K_t^2 + 2\,\frac{M_\alpha}{M_T}\, K_\alpha K_t \cos\theta\right]^{1/2}$$

$$\chi_t = \left[K_t^2 + \left(\frac{M_t}{M_R}\right)^2 K_\alpha^2 + 2\,\frac{M_b}{M_R}\, K_\alpha K_t \cos\theta\right]^{1/2}$$

Or $\chi_{\alpha,t}$ décroît lorsque θ varie de 0 à π . Les fonctions de Bessel auront donc tendance à croître vers les angles élevés. Il semble donc que l'intensité de cette amplitude est favorisée aux angles voisins de 180° d'où le nom de "backward knock-out" que lui donne Tobocman. En réalité il s'agit bien du terme correspondant au HPS (terme V_{CN_2}).

La section efficace différentielle est liée aux amplitudes de transitions $A(\alpha-t)$ et $A(\alpha-c)$ par la relation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\underset{K=0}{(t\to\alpha)} = \frac{M_{t-\pi} \cdot M_{\alpha-R}}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{K_\alpha}{K_t} \left| A(\alpha-t) + A(\alpha-c) \right|^2 \qquad (18)$$

b) Programme

A chaque angle, les sections différentielles mesurées sont relatives à celle mesurée à 90° dans le système du centre de gravité. Aussi avons-nous normalisé les sections théoriques de knock-out à celles trouvées à 90° dans le système du centre de gravité.

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\theta}(t\to\alpha\ K,0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{90°cM}(t\to\alpha\ K,0)} = \frac{\left| A(\alpha-t) + A(\alpha-c) \right|^2}{\left| A(\alpha-t)_{90} + A(\alpha-c)_{90} \right|^2}$$

Détermination de ℓ, ℓ' et L suivant les diverses réactions.

$$\vec{J}_I = \vec{J}_c + \vec{J}_\alpha + \vec{\ell}$$

$$\vec{J}_F = \vec{J}_c + \vec{J}_t + \vec{\ell'}$$

$$|\ell-\ell'| < L < \ell+\ell'$$

Les règles de conservation des moments et de la parité conduisent aux valeurs suivantes de ℓ, ℓ' et L.

$^{7}Li(t,\alpha_o)^{6}He$

$\ell = 1 \quad \ell' = 1 \qquad L = 0,2$

$^{10}B(t,\alpha_o)^{9}Be$

$\ell = 2 \quad \ell' = 1 \qquad L = 1, 3$
$\ell = 2 \quad \ell' = 3 \qquad L = 1, 3, 5$
$\ell = 4 \quad \ell' = 1 \qquad L = 3, 5$
$\ell = 4 \quad \ell' = 3 \qquad L = 1, 3, 5, 7$

$^{12}C(t,\alpha_o)^{11}B$

$\ell = 0 \quad \ell' = 1 \qquad L = 1$

$^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$

$\ell = 0 \quad \ell' = 1 \qquad L = 1$

Nous avons étudié les deux derniers cas qui conduisent à une valeur unique de L .

$\ell = 0 \longrightarrow m = 0$

alors $$Y_\ell^m(\Omega_{\vec{r}_{\alpha t}}) = Y_0^0(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$$
$$\langle \ell L m 0 | \ell' 0 \rangle = \langle 0100 | 10 \rangle = 1$$

Dans ce cas $$W(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \Big/ \frac{d\sigma}{d\Omega}(90)$$

$$W(\theta) = \frac{\left[\frac{\hbar^2}{2\mu_{\alpha-c}} 4\pi \frac{\sqrt{2\ell'+1}}{k_T k_R} (\chi_\alpha^2 + k_T^2) R_T^2 j_{\ell'}(\chi_\alpha R_T) j_\ell(\chi_\ell R_T) - V_0 \frac{(2L+1)}{k_T + k_R} \sqrt{\frac{(2\ell+1)}{(2\ell'+1)}} j_1(\chi_{\alpha t} R_T)\right]^2}{\left[\frac{\hbar^2}{2\mu_{\alpha-c}} 4\pi \frac{\sqrt{(2\ell'+1)}}{k_T k_R} (\chi_{\alpha_{90}}^2 + k_T^2) R_T^2 j_{\ell'}(\chi_{\alpha_{90}} R_T) j_\ell(\chi_{\ell_{90}} R_T) - V_0 \frac{(2L+1)}{k_T + k_R} \sqrt{\frac{2\ell+1}{2\ell'+1}} j_1(\chi_{\alpha t_{90}} R_T)\right]^2}$$

$$W(\theta) = \left[\frac{A(\theta) - V_c B(\theta)}{A(90°) - V_0 B(90°)} \right]^2$$

valeur du test en χ^2.

$$\chi^2 = \sum_{\theta_{exp}} \frac{\left(W(\theta)_{exp} - W(\theta)_{th} \right)^2}{\left(\Delta W_{exp} \right)^2} \qquad (20)$$

Comme nous avions deux paramètres variable R_T et V_0 nous avons cherché à améliorer l'ajustement théorique en optimisant. Correctement il faudrait résoudre

$$\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial V_0} \right)_{R_T = cte} = \left(\frac{\partial \chi^2}{\partial R_T} \right)_{V_0 = cte} = 0$$

et vérifier

$$\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial V_0^2} + \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial R_T^2} - \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial R_T \partial V_0} > 0$$

pour montrer que $\chi^2(R_T, V_0)$ possède des minimums.

La difficulté des calculs nous a limité à ne prendre que $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial V_0} \right)_{R_T = cte}$ permettant de trouver V_0 à R_T donné.

En effet $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial V_0} \right)_{R_T = cte} = 0$ donne après calculs l'équation

du 3e degré en V_0 à résoudre

$$V_0^3 + a V_0^2 + b V_0 + c = 0 \qquad (21)$$

$$a = \sum_{\theta_{ex}} \frac{c}{(\Delta W)^2}\left[(B_o A + 2A_o B)\,B_o W_{ex} - 3AB^2\right] \Big/ \sum_{\theta_{ex}} \frac{c}{(\Delta W)^2}\left[B(B^2 - W_{ex} B_o^2)\right]$$

$A(\theta) = A \qquad B(\theta) = B \qquad A_o = A(90) \qquad B_o = B(90) \qquad C = B_o A - B A_o$

$$b = \sum_{\theta_{ex}} \frac{c}{(\Delta W)^2}\left[3A^2 B - B A_o^2 W - 2A_o B_o A W\right] / \sum_{\theta_{ex}} \frac{c}{(\Delta W)^2}\left[B(B^2 - W_{ex} B_o^2)\right]$$

$$c = \sum_{\theta_{ex}} \frac{c}{(\Delta W)^2} A\left[W_{ex} A_o^2 - A^2\right] \Big/ \sum_{\theta_{exp}} \frac{c}{(\Delta W)^2}\left[B(B^2 - W_{ex} B_o^2\right]$$

Connaissant V_o on calcule $W(\theta)_{th}$ à tous les angles expérimentaux et on calcule χ^2. On vérifie qu'il subit ou non un minimum.

c) Application et critique

Comme nous le verrons dans le dernier chapitre, la comparaison avec les résultats expérimentaux nous a donné des résultats assez décevants. Nous aurions pu essayer d'ajouter à ce processus II (K.O + HPS) le programme de pick-up en ondes planes. Mais le pick-up en ondes planes n'aurait fait que renforcer les maximums vers l'avant au détriment de l'arrière ce qui aurait accru la différence entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques.

Quelles sont les critiques que l'on peut faire à un tel programme en ondes planes ?

1) Nous n'avons pas tenu compte des spins des particules t, α et c. Il faudrait leur associer des moments angulaires J_T, J_α et J_c (en unités $\hbar$).

2) Le programme n'est simple et ne permet l'optimisation que dans les cas d'une seule valeur de L. Pour étendre les calculs aux autres réactions il faudrait considérer une sommation sur L et on ne pourrait plus trouver $V_0 = f(\chi^2_{min})$. On peut évidemment choisir la meilleure constante d'ajustement λ en écrivant

$$\chi^2 = \sum_\theta \frac{(W_{th} - \lambda W_{ex})^2}{(\lambda \Delta W_{ex})^2}$$

ce qui donne pour $\frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda} = 0$

$$\lambda = \sum_{\theta exp} \left(\frac{W_{th}}{\Delta W_{exp}} \right)^2 \Big/ \sum_{\theta exp} \frac{W_{th}\, W_{ex}}{(\Delta W_\alpha)^2}$$

3) On a négligé la diffusion élastique et les effets de répulsion coulombienne pourtant importants dans notre domaine d'énergie. Et l'on verra par la méthode de détermination des courbes de diffusion élastique dans le cadre du modèle optique qu'à 1,5 MeV par example on trouve de la diffusion coulombienne presque pure.

4) Nous avons négligé pour A(α c) la contribution interne du noyau à l'intégrale. C'est dire que les réactions se produisent à la surface du noyau (ce qui est sans doute vrai) et très localement (ce qui l'est moins). L'étude en DWBA évite ces lacunes mais d'autre part donne naissance à d'autres approximations comme nous l'avons vu ci-dessus. Enfin l'introduction des fonctions de diffusion élastique

augmente le nombre des paramètres.

Un autre inconvénient est l'absence de travaux théoriques sur la totalité du terme T_{II}. Nous nous sommes donc résignés à utiliser l'approximation de masse infinie $m_c = \infty$.

3. APPLICATION DE LA DWBA AU CALCUL DE T_I ET T_{II} DANS L'APPROXIMATION DE MASSE INFINIE

Nous avons vu ci-dessus que si l'on place dans l'approximation de masse infinie les termes T_I et T_{II} deviennent

$$T_I^{\circ} = \langle \chi^-_{N_1} \varphi_{R_2} | V_{AN_1} | \chi^+_2 \varphi_T \rangle \quad \text{terme de stripping}$$

et

$$T_I^{\circ} = \langle \chi^-_{N_2} \varphi_{R_1} | V_{PN_2} | \chi^+_P \varphi_T \rangle \quad \text{terme de knock-out pur.}$$

Nous avons utilisé le programme "DRC" écrit par GIBBS, TOBOCMAN et collaborateurs (Gi64), programme que nous avons modifié en vue de le passer sur ordinateur IBM 7094 II.

Les paramètres des fonctions d'onde décrivant la diffusion élastique ont été déterminés à l'aide du programme de modèle optique "Optix 1" de W.J. THOMSON (Th 66). Ce programme permet la recherche automatique de ces paramètres. Décrivons-la brièvement.

Soit $y_1\ y_2 \ldots y_i \ldots y_N$ les valeurs expérimentales de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour $i = 1 \ldots N$ et y_{ij} les valeurs théoriques correspondant à un système donné de paramètres $x_{\alpha j}$ (α=1 2 ... n).

On considère les valeurs y_{io} correspondant au système x_o et on établit une variation sur les $x_{\alpha o}$.

$$x_{\alpha_1} = x_{\alpha_o} + \delta x_{\alpha_o}$$

On développe alors y_i en série de Taylor pour $x_{\alpha_1} - x_{\alpha_o}$ petit et on ne prend que les deux premiers termes

$$y_{i1} \sim y_{io} + \sum_{\alpha=1}^{n} \left(\frac{\partial y_i}{\partial x_\alpha}\right)_{(x_o)} \delta x_{\alpha_o}$$

On considère alors les équations obtenues en écrivant que χ^2 est minimum pour les valeurs $x_{\alpha 1}$ des paramètres et on y porte les y_{i1} . On obtient alors un système de n équations linéaires à n inconnues δx_{α_o} que l'on résoud. On poursuit le calcul par de nouvelles variations

$$x_{\alpha 2} = x_{\alpha_1} + \delta x_{\alpha 1} \qquad \text{etc...}$$

La convergence d'une telle méthode suppose, entre autres, des paramètres faiblement corrélés entre eux et $\delta x_{\alpha i} \ll x_{\alpha i}$
Le potentiel utilisé est du type WOOD-SAXON.

$$V = -\frac{U}{1+\exp\frac{r-R_r}{a_r}} - i\,\frac{W_v}{1+\exp\frac{r-R_v}{a_v}} + \begin{cases} \dfrac{Z_p Z_t e^2}{2R_c}\left[3-\left(\dfrac{r}{R_c}\right)^2\right] & r \ll R_c \\ \dfrac{Z_p Z_t e^2}{r} & r \gg R_c \end{cases}$$

Les indices V marquent l'absorption en volume, les indices r ce qui se rapporte à la partie réelle du potentiel et les indices c ce qui se rapporte à l'interaction coulombienne.

Nous avons pris $a_r = a_v$ $R_r = R_v = R_c$. Dans le cas où l'accord n'était pas excellent nous pris $R_c \neq R_r$.

D'autre part nous avons négligé le terme d'interaction spin orbite dont le programme "D R C" ne tient pas compte.

Enfin nous n'avons pas pris de terme d'interaction de surface sauf dans des cas très rares que nous signalerons. Après de très nombreux essais les paramètres trouvés ont été utilisés dans l'interprétation définitive par le programme "D R C" (Gi 64) que nous ne décrirons pas, ce programme ayant fait l'objet d'une publication. *Notons cependant qu'une fois trouvés les paramètres du modèle optique, la seule liberté qui nous est laissée pour accorder les résultats expérimentaux et théoriques avec la théorie des effets directs du D R C est une légère variation du rayon nucléaire et le choix de la couche à laquelle appartient le proton dans le cas du pick-up.*

C H A P I T R E IV

IMPORTANCE RELATIVE DES MECANISMES DIRECTS

	Ordre ℓ des polynômes de Legendre	Fluctuations	Allure des sections efficaces intégrées	Excitation du noyau composé
Li	$\ell \geq 5 > 2L$ max favorable à un certain % d'effets directs	très grand % d'effets directs	relativement plate	$E_x(^{10}Be) \geq 18$ MeV zone continue
B	$\ell \lesssim 6 \lesssim 2L$ max peut s'expliquer par le noyau composé → 3,25 MeV	test peu significatif	relativement plate	$E_x(^{13}C) \geq 25$ MeV zone continue
C	$\ell \geq 5 > 2L$ max favorable à un certain % d'effets directs	favorable à l'existence d'un fort % d'effets directs	quelques structures larges en général	$E_x(^{15}N) \geq 16$ MeV probablement zone continue
O	$\ell \geq 5 > 2L$ max favorable à un certain % d'effets directs	Si on est dans la zone continue fort % d'effets directs	plus structurée	$E_x(^{19}F) \geq 13$ MeV zone peut-être discontinue

Tableau X

I. IMPORTANCE RELATIVE DES MECANISMES DIRECTS ET DU PASSAGE PAR LE NOYAU COMPOSE

Le tableau X nous rappelle ce qui a été dit dans chaque cas. Le manque d'information sur les autres voies de sortie, l'impossibilité de connaître a priori les distributions angulaires possibles dans le cas du processus du noyau composé (les théories statistiques sont en général en défaut pour les noyaux légers), le fait que pour deux des réactions étudiées nous avons trouvé un fort pourcentage d'effets directs nous a incité à étudier systématiquement la forme des distributions correspondant aux effets directs décrits précédemment.

Nous n'avons pas tenté une étude des sections efficaces absolues qui ne présentera pas de signification tant que nous ne pourrons pas décrire

1°) le processus du noyau composé

2°) tous les effets directs décrits par les éléments de matrice T_I et T_{II}.

Dans un but de simplicité nous avons abordé en premier l'étude du knock-out en ondes planes, parce que le knock-out nous paraissait a priori le processus le plus probable à cause des configurations de ^{12}C et ^{16}O.

II. RESULTATS DE L'ETUDE DU KNOCK-OUT EN ONDES PLANES

Le programme a été appliqué au cas des réactions $^{12}C(t,\alpha)$ et $^{16}O(t,\alpha)$ et ceci à toutes les énergies incidentes expérimentales. Notre programme nous permettait de faire varier R dans des limites raisonnables et de déterminer ensuite $V_\bullet$. Comme on le verra les valeurs de $V_\bullet$ trouvées sont en général très grandes comme il est courant dans le cas où on prend un potentiel à portée nulle. Nous avons remarqué dans toutes nos tentatives d'essai que la forme des distributions est sensible à la variation de R. Si on fait un ajustement sur la totalité de la distribution angulaire, on n'arrive jamais à retrouver l'allure de la

courbe. En particulier on n'obtient jamais ainsi plus de deux maximums (fig. 29 et 30).

Nous avons fait une autre tentative en essayant d'ajuster les résultats théoriques sur la partie de la distribution entre 90° et 180°, comme certains auteurs l'ont fait (Ho64). L'avant ne coïncide pas et la distribution théorique présente un maximum très marqué vers l'avant (fig. 31).

Nous donnons quelques exemples pris au hasard et on pourra constater que les résultats sont très décevants. Le fait que l'ajustement sur la partie arrière donnait un maximum plus important vers l'avant nous a incité à ne pas poursuivre ce type d'études par celle du pick-up en ondes planes par exemple.

D'autre part à basse énergie, le traitement en ondes planes n'est pas adéquat à cause de la négligence totale des effets coulombiens.

On a vu ensuite le très grand nombre d'hypothèses et de simplifications du programme.

Nous nous sommes alors attaché à l'étude des distributions données par le pick-up et le knock-out dans l'approximation D.W.B.

III. RESULTATS DONNES PAR LE PROGRAMME "D.R.C." OBTENUS PAR P.U. ET K.O. EN ONDES DISTORDUES

A. Recherche des paramètres du potentiel optique

On a vu qu'en D.W.B.A. la voie de réaction est décrite à l'aide d'une onde distordue, c'est-à-dire d'une onde plane soumise aux effets de distorsions d'origine nucléaire et à la répulsion nucléaire. Ces fonctions sont obtenues à partir du calcul d'un modèle optique. Les paramètres que nous avons définis au chapitre III sont ajustés jusqu'à ce qu'ils rendent

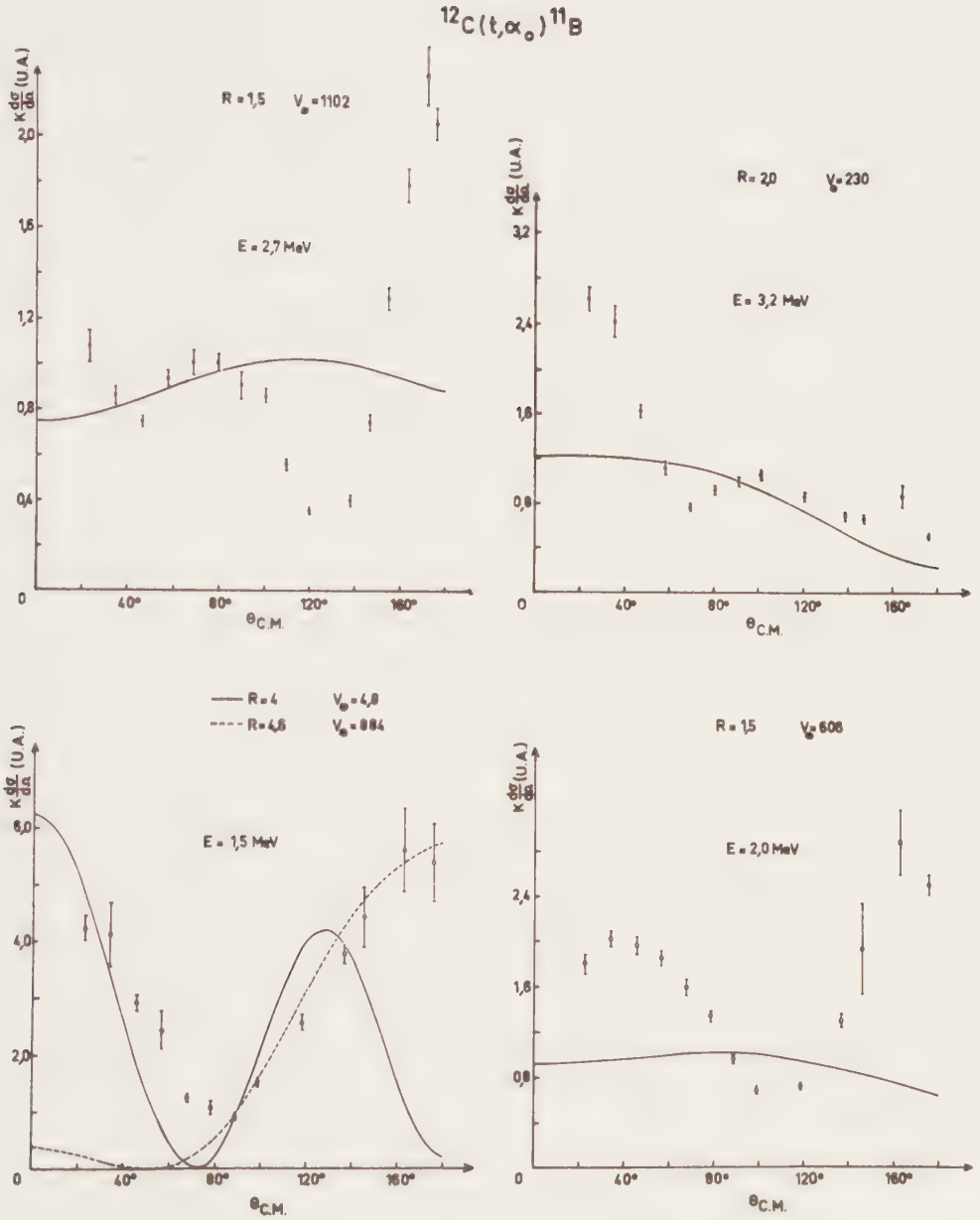


Figure 29

Réaction $^{12}C(t,\alpha_o)^{11}B$

Interprétation des distributions angulaires par mécanisme d'éjection en ondes planes (PWBA). Le trait plein représente la courbe théorique donnant le meilleur χ^2 pour R (en fermi) et V_o (en MeV) reportés sur la figure.

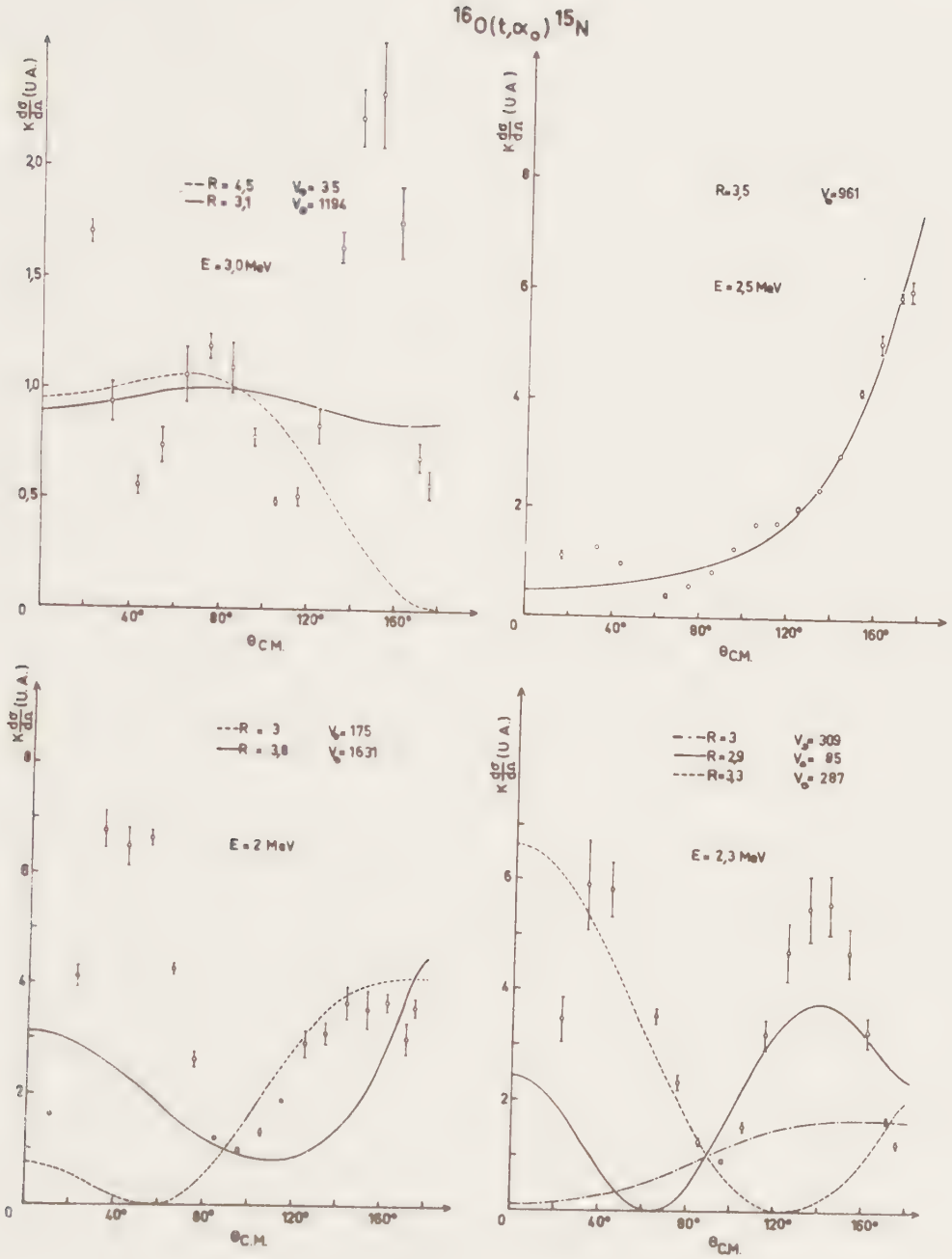


Figure 30

Réaction $^{16}O(t,\alpha_o)^{15}N$

Interprétation des distributions angulaires par mécanisme d'éjection en ondes planes (PWBA). Le trait plein représente la courbe théorique donnant le meilleur χ^2 pour R (en fermi) et V_o (en MeV) reportés sur la figure.

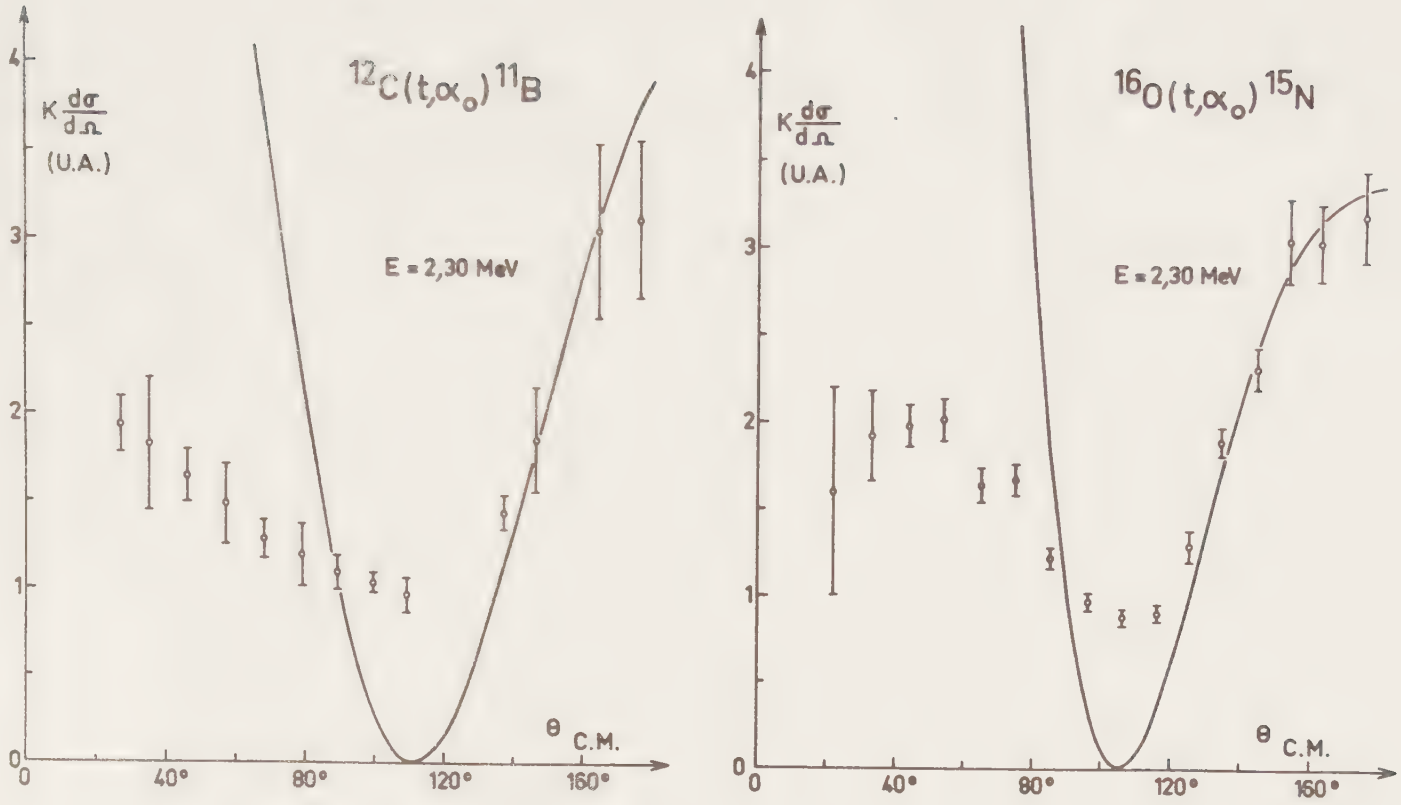


Figure 31

Essai d'interprétation en PWBA des distributions angulaires moyennes.
Seules les mesures supérieures à 90° ont servi à l'ajustement.

compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux de la diffusion élastique considérée. Malheureusement comme il existe encore très peu de résultats dans la littérature concernant les diffusions (t,t) sur les noyaux légers et la diffusion (α,α) à des énergies qui correspondent à nos excitations, nous avons dû procéder à des expériences de diffusion lorsqu'il nous était possible de le faire, (par exemple $^{6}He(\alpha,\alpha)$ est impossible à réaliser).

Nos mesures de diffusion élastique des particules α ont été effectuées à l'accélérateur de 6 MeV équipé d'un "strippeur". L'étalonnage de la tension a été réalisé en α^{++} par le seuil de la réaction $^{6}Li(\alpha,n)^{9}B$ (énergie de seuil 6,623 MeV). Nous avons déterminé la constante de l'aimant correspondante

$$K_{\alpha}^{++} = 0,1362 \pm 10^{-4}$$

Nous voulions réaliser $^{11}B(\alpha,\alpha)$ et $^{15}N(\alpha,\alpha)$ correspondant aux réactions $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$ et $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$.

Il n'a pas été possible de réaliser l'étude de $^{15}N(\alpha,\alpha)$ car les seules cibles à notre disposition étaient absorbées dans un support épais et lourd empêchant toute mesure au-dessous de 80°.

En ce qui concerne la cible de ^{11}B la résolution de notre électronique ne permettait pas la discrimination des α diffusés sur le bore et les contaminants ^{16}O et ^{12}C pour les angles inférieurs à 30°.

Dans notre évaluation de l'épaisseur de la cible par la diffusion de Rutherford nous avons donc fait l'hypothèse que la diffusion des particules à l'angle minimum mesurable (30°) ne provient que des effets coulombiens.

Dans ces conditions, nous avons trouvé une épaisseur de bore 11 de 11μg/cm^2. La figure 32 montre la distribution angulaire aux énergies de 9,36 et 8,64 MeV, énergies correspondant aux

énergies de la voie de sortie de la réaction $^{12}C(t,\alpha)$.

La figure 33 donne la distribution angulaire aux mêmes énergies pour les diffusions $^{12}C(\alpha,\alpha)$ et $^{16}O(\alpha,\alpha)$. En ce qui concerne les diffusions élastiques des tritons, nous avons mesuré la distribution angulaire de la réaction $^{7}Li(t,t)^{7}Li$ à 3,25 MeV et nous avons utilisé les distributions angulaires obtenues dans $^{12}C(t,t)^{12}C$ par HOLMGREN (Gu62). Il existe des mesures de $^{16}O(t,t)$ et $^{12}C(t,t)$ à 12 MeV environ (Gl65) et à 7 MeV (Pu64). C'est ainsi que nous donnons les meilleurs jeux de paramètres optiques obtenus par le programme "Optix 1" pour les diffusions $^{7}Li(t,t)$, $^{12}C(t,t)$, $^{11}B(\alpha,\alpha)$, $^{12}C(\alpha,\alpha)$ et $^{16}O(\alpha,\alpha)$ à différentes énergies (tableau XI). Rappelons que nous nous sommes limité aux paramètres variables (dans certains cas nous avons pris $R_r = R_c$). Les très nombreux essais que nous avons faits mettent en évidence :

- une convergence plus ou moins forte dépendant des valeurs initiales des paramètres. Pratiquement nous avons toujours fixé $a = 0,60$ et $R_r = r_o A^{1/3}$ $r_o = 1,4$ comme valeurs de départ.
- en général nous avons remarqué que R et U agissent surtout sur la phase des oscillations et que V et a agissent plutôt sur leur amplitude.

Comme on peut le voir les jeux de paramètres présentés ont des valeurs physiques, excepté parfois une faible valeur de rayon nucléaire et des valeurs importantes de a. On a pratiquement $1,2 < r_o < 1,6$ et $0,5 < a < 1$. Pour la diffusion Li(t,t) nous remarquons que l'accord est pratiquement parfait et que la courbe théorique traduit bien la déviation aux grands

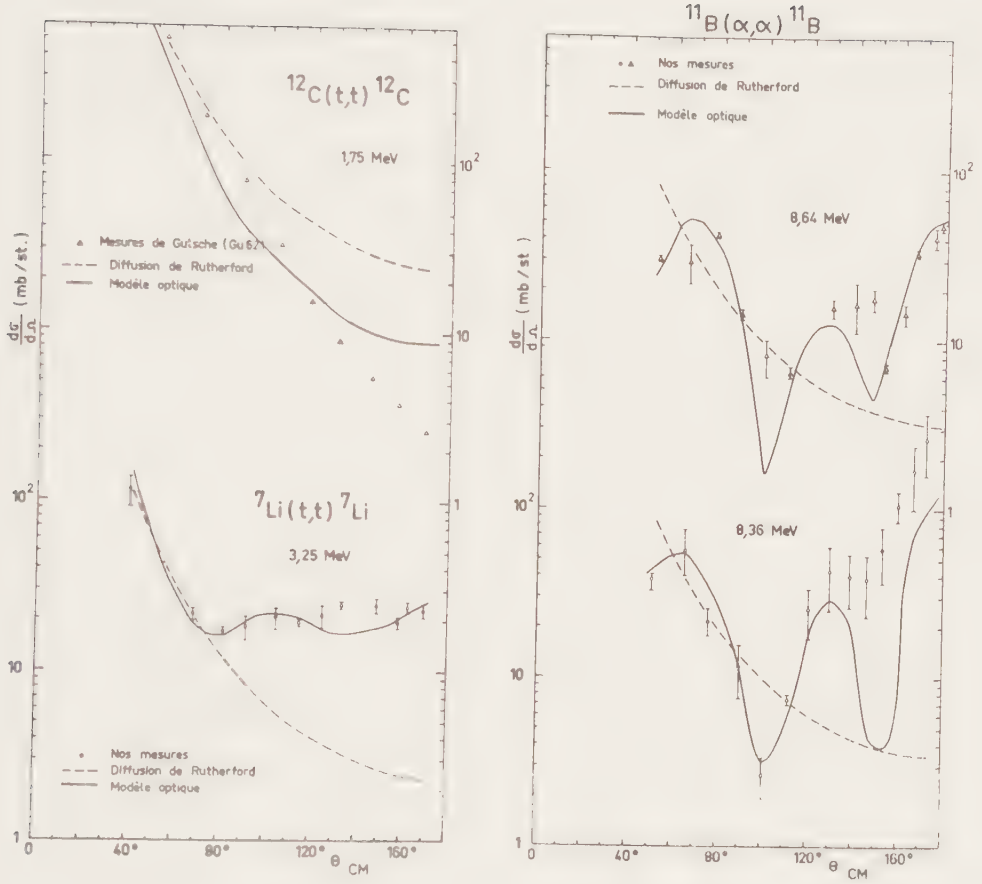


Figure 32

Distributions angulaires de diffusion élastique (t,t) et (α,α) Les courbes en trait plein représentent le meilleur accord trouvé avec la théorie du modèle optique. Les paramètres correspondants sont reportés dans le tableau XI.

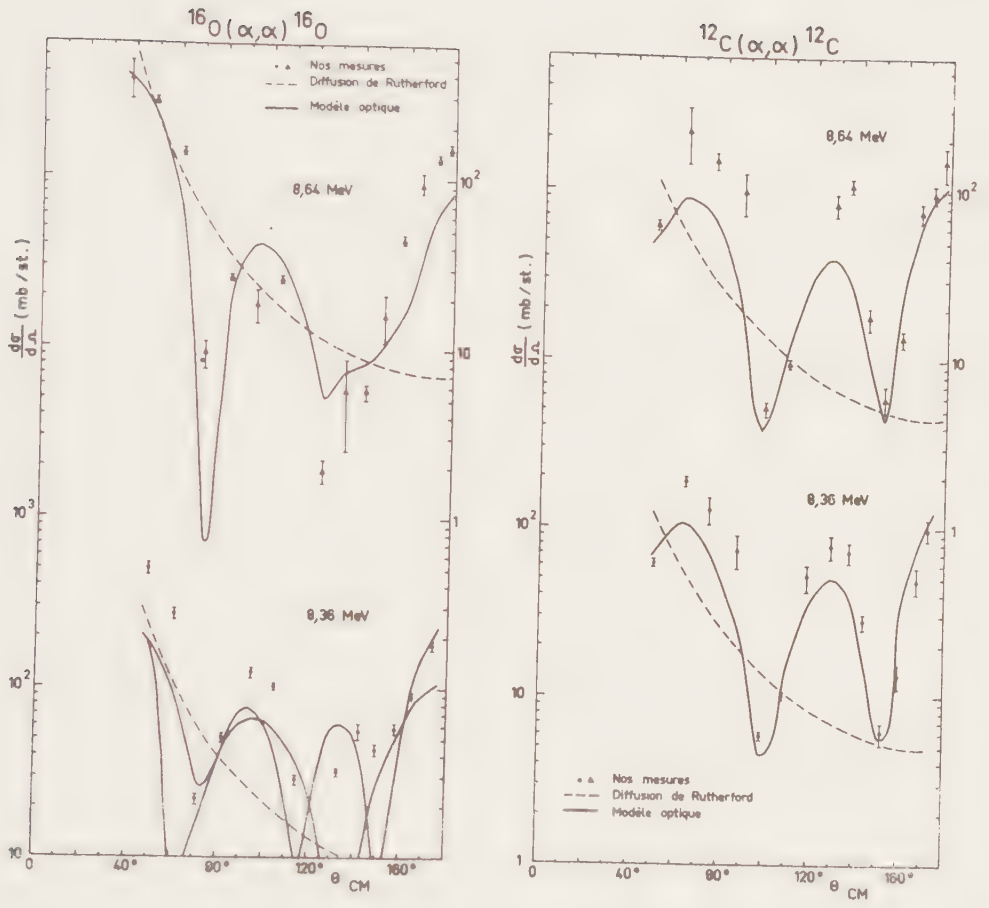


Figure 33

Interprétation par la théorie du modèle optique des réactions de diffusion (α,α). Dans le cas de la réaction $^{16}O(\alpha,\alpha)^{16}O$ à 8,36 MeV, la courbe à deux maximums correspond au jeu de paramètres (a) (Tableau XI).

angles par rapport à la diffusion coulombienne. Pour la diffusion $^{16}O(\alpha,\alpha)$ nos essais ne sont pas bons et des expériences faites à plus haute énergie (Ad67) semblent aboutir à la même conclusion. Nous avons utilisé néanmoins les meilleurs paramètres optiques de cette réaction pour la diffusion $^{15}N(\alpha,\alpha)$ en supposant que les paramètres optiques varient peu avec des noyaux de masse voisine et pour une énergie voisine.

De même il est vraisemblable que nos jeux de paramètres ne sont pas uniques. On sait qu'il existe sur ces valeurs une ambiguité : plusieurs couples (W,r_o) satisfaisant à la relation $W(r_o)^n$ = Cte paraissent donner des ajustement d'égale qualité à la courbe expérimentale. L'exponant n a pour valeur 2 environ et la constante peut posséder plusieurs valeurs discrètes comme l'ont montré C.M. PEREY et F.J. PEREY (Pe63) et d'autre part P.T. ANDREWS (An64). Enfin on remarquera que dans le cas de la diffusion (t,t) les absorptions en volume paraissent beaucoup plus importantes que dans le cas de la diffusion (α,α) (tableau n° XI).

3. DETERMINATION DU MECANISME PREDOMINANT

Par mécanisme prédominant nous entendons celui qui donne des distributions angulaires d'allures analogues à celles des courbes expérimentales.

Nous n'avons pas en effet cherché à évaluer les sections efficaces absolues des processus envisagés.

Nous avons donc interprété les quatre réactions (t,α_o) étudiées d'abord par pick-up et ensuite par knock-out sans supposer aucune interférence entre les deux processus.

a) Diffraction (Fig. 34)

Nous avons déterminé nous-même les paramètres optiques de la diffusion dans la voie d'entrée et comme il est impossible

d'obtenir expérimentalement ceux de la voie de sortie nous avons pris, faute de mieux, les paramètres de $^{9}Be(\alpha,\alpha)$ donnés dans la littérature dans ces conditions (Ta65).

- *Ce pick-up reproduit assez bien la déformation progressive avec l'énergie des courbes de distributions angulaires alors que le knock-out ne donne que des accords partiels à des énergies isolées.*

- cet accord est assez surprenant parce que le pick-up du triton éventuellement possible n'est pas représenté dans l'approximation de masse infinie du terme T_{II}.

b) $^{10}B(t,\alpha)$

Aucun accord n'a été possible ni en knock-out ni en pick-up. Rappelons toutefois que nous ne sommes pas absolument certains de l'existence d'effets directs dans ce cas. Et d'autre part le ^{10}B semble "échapper" en général à la règle des noyaux voisins. Il est possible que nos paramètres optiques puissent être améliorés car nous avons fait confiance dans ce cas à des résultats concernant des noyaux voisins $^{12}C(t,t)$ à 1,75 MeV.

c) $^{12}C(t,\alpha)$ (fig. 35)

Nous obtenons un assez bon accord et une bonne évolution des courbes de distributions pour le pick-up. Là encore le knock-out ne donne que des accords transitoires qui ne persistent pas d'une énergie à l'autre.

Remarquons que les tests ont donné dans ce cas un pourcentage assez élevé d'effets directs et que d'autre part nos paramètres ont été fixés à partir de nos propres mesures de diffusion élastique (α,α) et des mesures de Holmgren à 1,75 MeV pour (t,t) (Gu62).

REACTION	ENERGIES (MeV)	U	W_v	R_c	P_r	P_a
$^{12}C(t,t)^{12}C$	1	30,000	15,000	3,00	3,00	0,500
	1,5	75,068	28,413	1,908	1,393	0,944
	1,75	40,000	21,788	3,00	3,00	1,155
$^{7}Lit,t)^{7}Li$	3,25	26,100	3,28	2,845	2,890	0,485
$^{11}B(\alpha,\alpha)^{11}B$	8,36	48,927	3,045	2,900	3,244	0,733
	8,64	60,795	4,352	2,900	2,900	0,554
$^{12}C(\alpha,\alpha)^{12}C$	8,36	49,620	1,020	2,630	3,300	0,600
	8,64	49,796	1,513	3,000	3,300	0,600
$^{16}O(\alpha,\alpha)^{16}O$	8,36	a) 95,850	0,200	2, 146	1,660	0,755
		b) 53,267	1,23	3,300	3,300	1,029
	8,64	50,372	1,720	6,103	3,606	0,570

Tableau XI

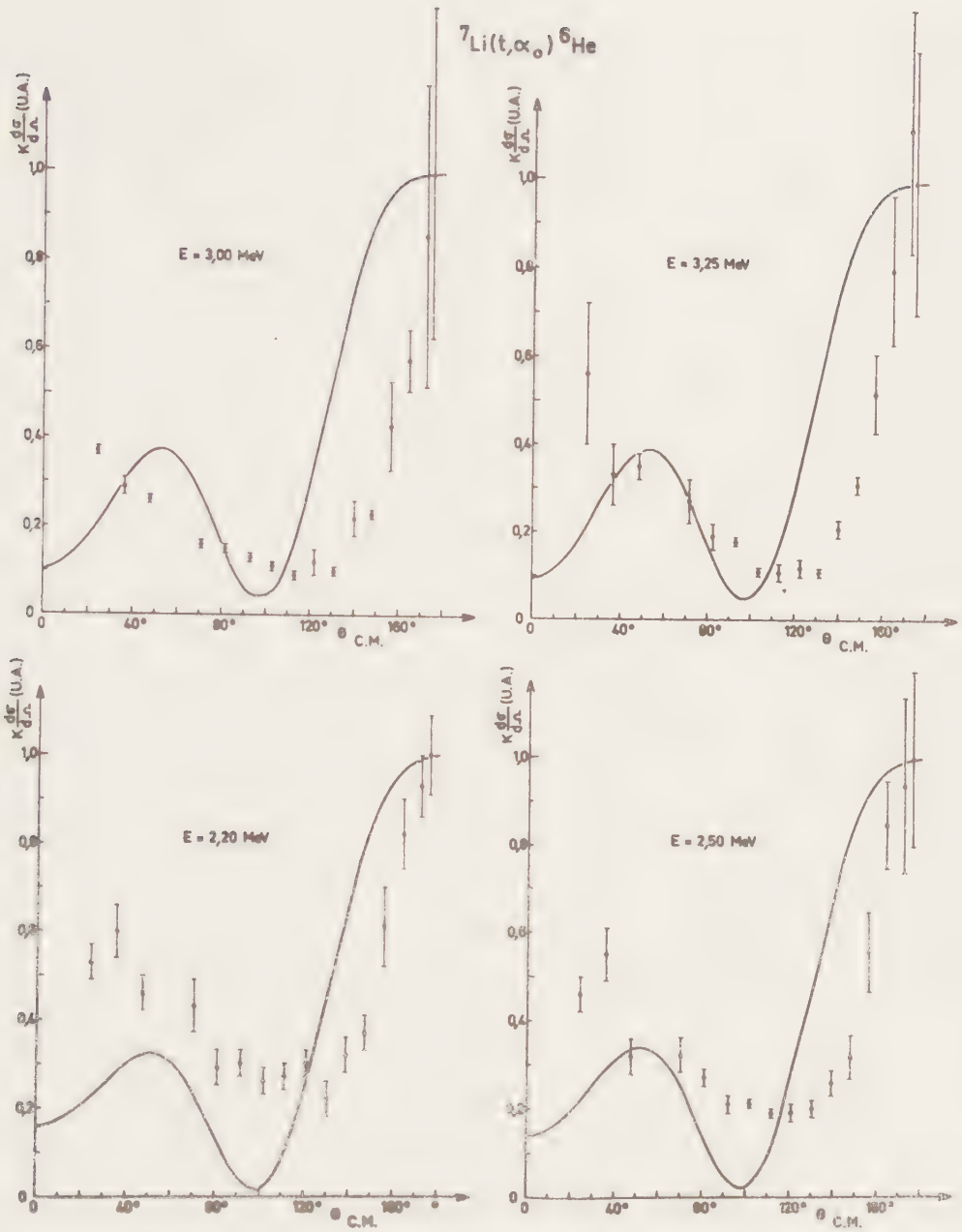


Figure 34

Réaction $^7Li(t,\alpha_o)^6He$

Courbes théoriques de distributions angulaires dans le cas d'un "pick-up".

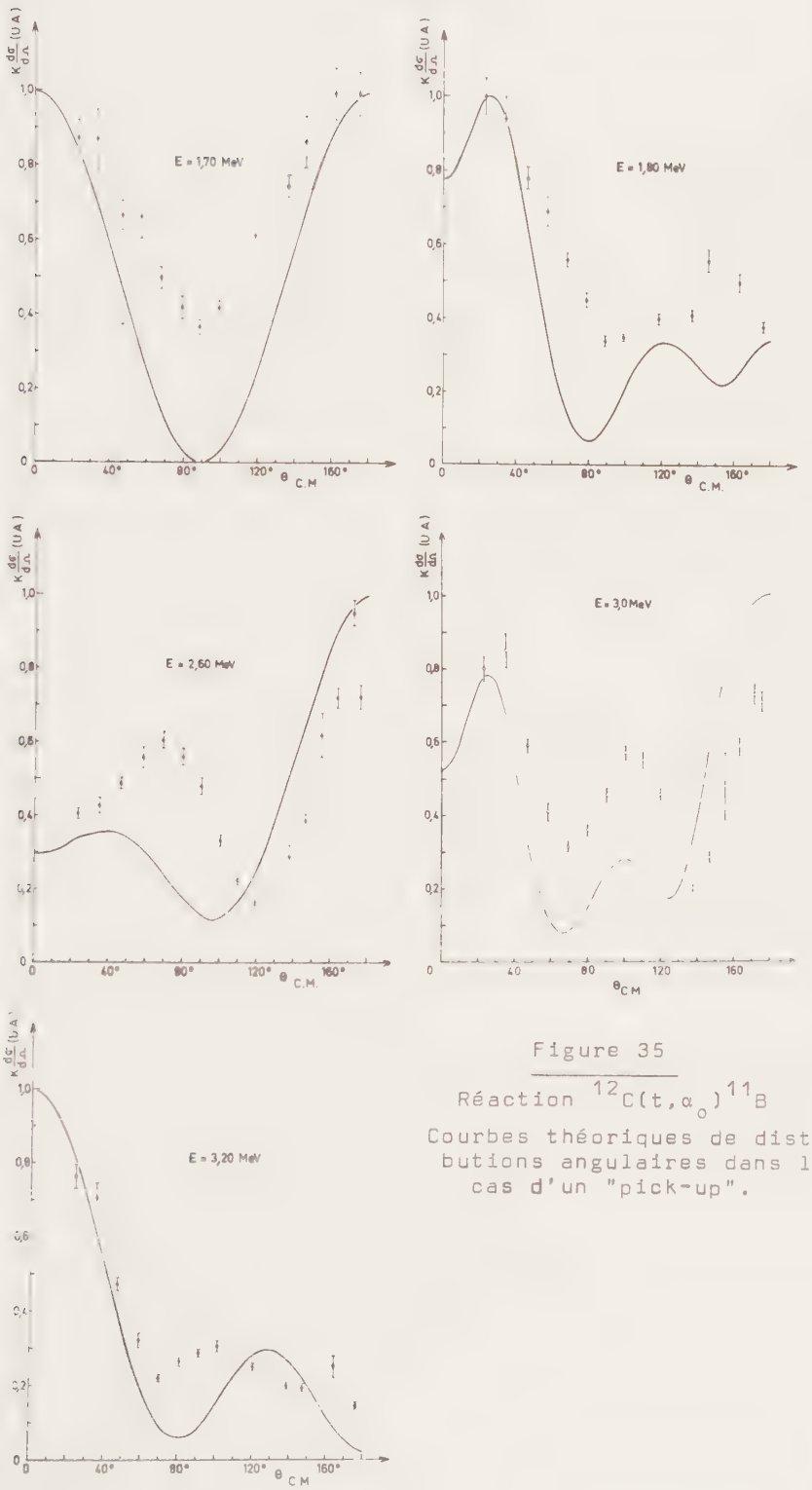


Figure 35

Réaction $^{12}C(t,\alpha_o)^{11}B$

Courbes théoriques de distributions angulaires dans le cas d'un "pick-up".

d) $^{16}O(t,\alpha)$

Le désaccord est total que ce soit en pick-up ou en knock-out.

Or, déjà en diffusion élastique l'oxygène montre un comportement très particulier qui se prête mal à une interprétation par le modèle optique (G165) (Da66).

Remarquons que son état fondamental est en accord à 90 % avec la théorie du modèle en couches sans déformation ce qui ne favorise certainement pas les effets directs et en particulier les réactions de pick-up. (Br66)

D'autre part la section efficace totale est d'environ cent fois plus petite que la section efficace des réactions (t,α).

Améliorations possibles

- Il devrait être possible de procéder à une meilleure recherche des paramètres optiques en compliquant les potentiels après avoir procédé à toutes les expériences nécessaires en (t,t) et (α,α) (lorsque ceci est possible)
- L'addition du pick-up et du knock-out pourrait être faite de façon cohérente.
- Il serait nécessaire d'obtenir une évaluation du terme T_{II} complet.

(Nous passons sous silence les autres approximations pourtant importantes et impossibles à chiffrer pour l'instant).

- Nous n'avons pas évalué les sections efficaces absolues des différents processus par rapport aux valeurs expérimentales.
- Nous ne possédons pas de théorie du noyau composé dans le cas des noyaux légers, pour compléter les résultats concernant les effets directs.

En résumé, nous avons pu montrer qu'une théorie relativement simplifiée en DWBA peut dans certains cas rendre compte des effets directs, même à basse énergie, pour quelques réactions sur noyaux légers, tout au moins ceux qui par leur comportement semblent donner lieu en très faible proportion à la formation du noyau composé. D'autre part il semble que le pick-up soit dans ce cas prédominant même dans le cas des réactions (t,α) où intuitivement le knock-out semblait plus probable.

Il semble d'autre part démontré que l'interprétation en ondes planes, qui néglige les effets coulombiens, est absolument inadéquate à d'aussi basses énergies.

Je prie Monsieur le Professeur P. CÜER, Directeur du Département de Physique Corpusculaire de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour m'avoir accueilli dans son Département et pour la bienveillance qu'il a manifestée au progrès de mes recherches.

Je remercie Monsieur le Professeur CHASTEL, Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Bordeaux, pour avoir accepté d'être mon parrain au C.N.R.S. et de faire partie de mon jury de thèse avec l'intérêt favorable qu'il a constamment pris à mes travaux.

Madame D. MAGNAC-VALETTE, Chef de Service des Basses Energies, a dirigé ce travail et n'a cessé de me guider et de m'encourager sans relâche.

Monsieur Michel WERY a apporté une aide efficace et déterminante à la réalisation de la partie théorique de cet ouvrage.

Monsieur Martin SUFFERT m'a initié aux méthodes de l'électronique nucléaire et m'a donné de précieux conseils.

Monsieur Claude GERARDIN a participé activement aux expériences et à l'analyse de leurs résultats.

J'ai eu de fructueux contacts avec mes camarades des Basses Energies en particulier Monsieur R. BILWES et Madame J. LINCK.

Madame Marianne MEYER-SCHMIDT a tracé et intégré la plus grande partie des quelques 3500 spectres étudiés.

Madame Thérèse BRUGGER-SPIELMANN a réalisé nos cibles.

L'excellente équipe des mécaniciens et en particulier Monsieur BECK m'a apporté une aide inappréciable

Monsieur OBERLIN et les techniciens du 3 MeV m'ont grandement facilité le travail expérimental.

Monsieur DE LA BARRE, Monsieur HUBERT et les électroniciens du service des Basses Energies m'ont apporté une efficace contribution.

W.J. THOMPSON de "Florida State University" m'a donné le programme "OPTIX 1" parfaitement au point, et Eileen C. COX du "Lewis Research Center" de la N.A.S.A., le programme "D.R.C." que Monsieur BUTOT d'IBM m'a aidé à convertir pour l'ordinateur 7094 II.

Les dessins et photographies de ma thèse ont été effectués par Messieurs FROMAGEAT, HEINTZ, LIESS et STROHL.

Madame Irène MEYER a assuré dans la sérénité une dactylographie mouvementée et les services administratifs du Département en ont permis la duplication.

Je leur exprime à tous (ainsi qu'à ceux que j'aurais sans le vouloir, oubliés) ma très sincère et très profonde reconnaissance.

BIBLIOGRAPHIE

Li 50 B.A. LIPPMANN, J. SCHWINGER.
Phys. Rev. 79, (1950) 469

Ri 50 J.E. RICHARDSON
Phys. Rev. 80 (1950) 850

Bl 51 J.P. BLASER, F.BOEHM, P. MARMIER, P. SCHERRER
Helv. Phys. Acta 24, (1951) 465

Cr 51 R.W. CREWS
Phys. Rev. 82, (1951), 100

Po 51 POOL, KUNDU, WEILER, DONAVEN
Phys. Rev. 82, (1951) 305

Cr 52 R.W. CREWS
Doctoral Thesis 1952 and Los Alamos Report La-2014-1556

De 52 J.T. DEWAN, T.P. PEPPER, K.W. ALLEN and E. ALMQVIST
Phys. Rev. 86, (1952) 416

Ko 53 KOUDIJS, VALCKX, P.ENDT
Physica 19 (1953) 1133

Al 54 K.W. ALLEN, E.ALMQVIST, J.T.DEWAN and T.P.PEPPER
Phys. Rev. 96 (1954) 684

Al 54a E.E. ALMQVIST, T.P. PEPPER and P. LORRAIN
Canad. Journ. of Phys. 32 (1954) 621

Le 54 J.M. LEVINE, H.C. BENDER and J.N. McGRUER
Phys. Rev. 97, (1954) 469

Ma 56 D. MAGNAC-VALETTE and P. CUER
Journ. Phys. Rad. 17 (1956) 553
Physica 22 (1956) 1156 A

Ma 56a D. MAGNAC-VALETTE
Thèse d'État (1956)

Ma 56b J.B. MARION, G. WEBER
Phys. Rev. 102 (1956) 1255

Va 56 VALCKX
Thèse Utrecht (1956)

Ho 57 H.D. HOLMGREN
Phys. Rev. 106 (1957) 100
H.D. HOLMGREN, GREER, JOHNSTON and WOLICKI
Phys. Rev. 106 (1957) 102

Ga 59 F. GABBARD, H. BICHSEL, T.W. BONNER
Nucl. Phys. 14 (1959) 277

Gu 59 G.D. GUTSCHE, H.D. HOLMGREN and R.L. JOHNSTON
B.A.P.S. 4, (1959) 321

Ha 59 H.E. HALL, T.W. BONNER
Nucl. Phys. 14 (1959) 295

Ho 59 H.D. HOLMGREN, R.L. JOHNSTON and E.A. WOLICKI
B.A.P.S. 4, (1959) 403

Jo 59 R.L. JOHNSTON, H.D.HOLMGREN and G.D. GUTSCHE
B.A.P.S. 4, (1959) 403

Ow 59 E. OWEN, L. MADANSKY and St. EDWARDS
Phys. Rev. 113 (1959) 1575

Al 60 K.W. ALLEN, E. ALMQVIST, C.B. BIGHAM
Proc. Phys. Soc. 75, (1960) 913

Ho 60 H.D. HOLMGREN
Scuola Internazionale di Fisica "Enrico Fermi"
XV Corso (1960) 223

Se 60 R. SELTZ, D. MAGNAC-VALETTE
Comptes-Rendus Ac. Sc. 251 (1960) 2006

Da 61 DAY, RODBERG, SNOW, SUCHER
Phys. Rev. 123 (1961) 1051

Ho 61 H.D. HOLMGREN and L.M. CAMERON
Proc. Rutherford Jubilee (1961)

Ho 61a H.D. HOLMGREN, L.M. CAMERON and G. GUTSCHE
Proc. Rutherford Jubilee (1961)

Ho 61b H.D. HOLMGREN and L.M. CAMERON
Proc. Rutherford Jubilee (1961)

Ma 61 MARION
Rev. Mod. Phys. 33 (1961) 139

Mu 61 A.H.F. MUGGLETON, D.S. GEMMELL
Nucl. Instr. and Meth. 13 (1961) 211

To 61 W. TOBOCMAN
Theory of Direct Nuclear Reactions
Oxford University Press (1961)

Va 61 VALTER, VATSET, KOLESNIKOV, TONAPETYAN, CHERNYAVSKI, SHPETNYI
Atomnaya Energ. 10 (1961) 577
Soviet J. of Atomic Ener. 10 (1962) 574

Va 61a P.I. VATSET, L. Ya. KOLESKNIKOV, S.G. TONAPETYAN
Sov. Phys. JETP 13 (1961) 886

Gu 62 C.D. GUTSCHE, H.D. HOLMGREN, L.M. CAMERON and L.R. JOHNSTON
Phys. Rev. 125 (1962) 648

Ku 62 H.M. KUAN, P.R. ALMOND, G.U. DIN, T.W. BONNER,
Bull. Am. Phys. Soc. 7 (1962) 111

[illegible] 62 [illegible]
Proc. of the Conference on Direct Interaction and Nuclear Reaction Mechanisms (Padoue 1962) Clementel et Villi page 1088 A

Pn 62 J. PNIEWSKI, M. DANYSZ
Phys. Lett. 1 (1962) 142

Pu 62 [illegible]
Nucl. Phys. 38 (1962) 1

Ro 62 D. ROBSON
Proc. Phys. Soc. 80 (1962) 1067

Sp 62 [illegible]
Thèse 3e cycle Strasbourg (1962)

Ed 63 S. EDWARDS
Nucl. Phys. 47 (1963) 652

Er 63 [illegible]
Nucl. Instr. and Methods 24 (1963) 379

Go 63 S. GORODETZKY, M. PORT, J. GRAFF, J.M. THIRION
Nucl. Phys. 42 (1963) 462

Ho 63 H.D. HOLMGREN, L.M. CAMERON and R.L. JOHNSTON
Nucl. Phys. 48 (1963) 1

Le 63 [illegible]
Proc. of the International Conference on Hyperfragments, St-Cergue (1963)(CERN 64-1)p. 17

Ni 63 K. NIEDZWIEDZIUK, V.L. SALSKII, I.V. SIZOV
Soviet Phys. [illegible]

Pe 63 C.M. PEREY, F.J. PEREY. Phys. Rev. 132 (1963) 755

St 63 R.D. STEPHEN.
Clarendon Laboratory Oxford Report (1963) non publié

An 64 P.T. ANDREWS, R.W. CLIFF. Nucl. Phys. 56 (1964) 422

Aj 64 F. AJZENBERG-SELOVE and R. MIDDLETON
B.A.P.S. 9 (1964) 391

Ba 64 J.K. BAIR, C.M. JONES, H.B. WILLARD
Nucl. Phys. 53 (1964) [illegible]

Ca 64 E.B. CARTER, G.E. MITCHELL, R.H. DAVIS
Phys. Rev. 133 (1964) B 1421

Fa 64 H. FABIAN
Accelerator Targets designed for the production of neutrons p 201 - Rapport EURATOM EUR 1815 e (1964)

Gi 64 W.R. GIBBS, V.A. MADSEN, J.A. MILLER, W. TOBOCMAN, E.C. COX, [illegible]
Nasa Technical Note - NASA TN D - 2170 (1964)

Gl 64 R.K. GLOVER, A.D.W. JONES
Nucl. Phys. 51 (1964) 88

Gr 64 A.V. GROMOV, A.P. [illegible], K.[illegible],
[illegible], V.[illegible] GALATSKII, I.V.SIZOV [illegible]
Congrès Internat. Phys. Nucl. Paris 1964, vol. II p.803
I.V. SIZOV . Communication privée

Ho 64 T. HONDA, H. HORIE, Y. KUDO, H. [illegible]
Nucl. Phys. 62 (1965) 561

Hu 64 K. HUNCHEN, P. KROPF, F. WAFLER
Nucl. Phys. 58 (1964) 477

Ku 64 H.M. KUAN, P.R. ALMOND, G.U. DIN, T.W.BONNER
Nucl. Phys. 60, (1964) 509

Pu 64 D.J. PULLEN, ROOK, R. MIDDLETON
Nucl. Phys. 51, (1964) 50

Ra 64 M. RAYET
Bulletin 15 Université de Bruxelles (juillet 1964)

Sc 64 R.B. SCHWARTZ, H.D. HOLMGREN, L.M. CAMERON and A.R. KUNDSON
Phys. Rev. 134, 1B (1964) B 547

Aj 65 F. AJZENBERG-SELOVE, J.W. WATSON and R. MIDDLETON
Phys. Rev. 139, 3B (1965) B 592

Ge 65 C. GERARDIN, M. WERY, R. SELTZ, Mme D. MAGNAC-VALETTE
C.R. Acad. des Sc. 261 (1965) 1512

Gl 65 R.N. GLOVER, A.D.W. JONES
Phys. Lett. 18 (1965) 165
Phys. Lett. 16 (1965) 69

Ne 65 J.O. NEWTON
Phys. Lett. 17 (1965) 132

Pa 65 L. PAPINEAU
Thèse d'Université Paris (1965)

Se 65 R. SELTZ, C. GERARDIN, M. WERY, Mme D.MAGNAC-VALETTE
C.R. Acad. des Sc. 261 (1965) 391

Ta 65 R.B. TAYLOR, J.R. FLETCHER, R.H. DAVIS
Nucl. Phys. 65 (1965) 318

Wa 65 J.W. WATSON, F. AJZENBERG-SELOVE and R. MIDDLETON
N.A.P.S. 11, (1965) 9

We 65 M. WERY
Thèse de 3e cycle Strasbourg (1965)

Bi 66 O. BING
Thèse de 3e cycle Strasbourg (1966)

Br 66 G.E. BROWN, A.M. GREEN,
Nucl. Phys. 75 (1966) 401

Da 66 R.H. DAVIS - Recent Progress on Nuclear Physics with Tandem. Heidelberg July 1966

Gl 66 R.N. GLOVER, A.D.W. JONES
Nucl. Phys. 81 (1966) 418

La 66 T. LAURITSEN, F. AJZENBERG-SELOVE
Nucl. Phys. 78 (1966) 265

Li 66 J. LINCK, J. LINCK, R.SELTZ, Mme D.MAGNAC-VALETTE
Journ. de Phys. (1966) Colloque n° 1 p C1-59

[illegible] T. MEYER-CALCAR
Congrès Heidelberg (juillet 1966)

Fo 66 M. PORT
Thèse d'Etat Strasbourg (1966)

Se 66 R. SELTZ, C. GERARDIN, M. WERY, Mme D.MAGNAC-VALETTE
Journ. de Phys. Colloque n° 1 p C1-148

[illegible] 66 W.S. THOMPSON, E. GILLE
Technical Report n° 9 "OPTIX 1"
Florida State University

[illegible] 67 J. ADAMS
Florida State University Communication privée (1967)

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I METHODES EXPERIMENTALES

A) DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1) PRODUCTION DU FAISCEAU DE TRITONS .. 7
2) LA CHAMBRE DE REACTIONS 8
3) LE DISPOSITIF ELECTRONIQUE 12
4) MESURE DU COURANT CIBLE 15

B) TRAITEMENT DES DONNEES

1) LE MONITEUR 16
2) DELIMITATION ET INTEGRATION DES PICS 17
3) ERREURS STATISTIQUES ET ANALYSE DES COURBES 19
4) AUTRES CAUSES D'ERREURS 22
5) CAS PARTICULIERS DES COURBES D'EXCITATION 24
6) DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES INTEGREES 26

CHAPITRE II RESULTATS EXPERIMENTAUX

A) LA REACTION $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ + 9,834 MeV

1) LES CIBLES 35
2) ANALYSE DES SPECTRES OBTENUS A UNE ENRGIE ET UN ANGLE DONNES 36
3) COURBES D'EXCITATION 38
4) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES 40
5) SECTION EFFICACE INTEGREE 43

B) LA REACTION $^{10}(t,\alpha)^{9}Be$ + 13,326 MeV

1) LES CIBLES 44
2) SPECTRE TYPE 45
3) COURBES D'EXCITATION 46
4) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ET SECTION EFFICACE INTEGREE 4

C) LA REACTION $^{12}C(t,\alpha)^{11}B$ + 3,857 MeV

1) LES CIBLES 49
2) COURBES D'EXCITATION 50
3) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES 53
4) SECTION EFFICACE INTEGREE 54

D) LA REACTION $^{16}O(t,\alpha)^{15}N$ + 7,687

1) LES CIBLES 55
2) LES COURBES D'EXCITATION 56
3) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES 58
4) SECTION EFFICACE INTEGREE 60

CHAPITRE III DESCRIPTION DE LA REACTION (t,α) PAR DES PROCESSUS DIRECTS

A) DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE 62
B) DESCRIPTION THEORIQUE 68
C) APPLICATION DE LA PWBA AU TERME T_{II} EN SUPPOSANT M_c FINIE 82
D) APPLICATION DE LA DWBA AU CALCUL DE T_I ET T_{II} DANS L'APPROXIMATION DE MASSE INFINIE 96

CHAPITRE IV IMPORTANCE RELATIVE DES MECANISMES DIRECTS

I) IMPORTANCE RELATIVE DES MECANISMES DIRECTS ET DU PASSAGE PAR LE NOYAU COMPOSE 99
II) RESULTATS DE L'ETUDE DU KNOCK-OUT EN ONDES PLANES 100
III) RESULTATS DONNES PAR LE PROGRAMME "DRC" OBTENUS PAR P.U et K.O EN ONDES DISTORDUES 101

D E U X I E M E T H E S E

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

L E S E T A T S " D O O R W A Y "

Strasbourg, le 3 avril 1967
Le Président du Jury
S. GORODETZKY

Vu
Strasbourg, le 3 avril 1967
P. Le Doyen
J. BRENET

Vu et permis d'imprimer
Strasbourg, le 6 mai 1967
Le Recteur de l'Académie de Strasbourg
Président du Conseil de l'Université

M. BAYEN